АКАДЕМИЯ НАУК СССР

УФН 1991

ТОМ СТО ШЕСТЬДЕСЯТ ПЕРВЫЙ

Журнал издается с апреля 1918 г.

Июль 1991 г. Том 161, № 7

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

532.132 + 524.354.6

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ

Д.М. Седракян, К.М. Шахабасян

(Бюраканская астрофизическая обсерватория, Ереванский государственный университет)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 3
2. Сверхтекучесть адронного вещества 6
2.1. Структура нейтронных звезд. 2.2. Сверхтекучесть ядерной материи. 2.3. Вихревая структура нейтронной жидкости как следствие вращения.
3. Эффект увлечения в сверхтекучем ядре звезды 13
3.1. Микроскопическая теория сверхтекучести в двухкомпонентной ферми-системе. 3.2. Трехскоростная магнитная гидродинамика сверхтекучих растворов.
4. Генерация магнитных полей пульсаров 18
4.1. Уравнение Лондонов для сверхтекучего раствора. 4.2. Свободная энергия двухкомпонентной системы. 4.3. Среднее значение $\mathbf{v}_2(\mathbf{r})$ или $N_2(\mathbf{r})$. 4.4. Среднее значение $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ или $N_1(\mathbf{r})$. 4.5. Дипольное поле вихревой решетки.
5. Скачки периодов вращения пульсаров 27
5.1. Релаксация электронов на вихревых нитях в npe-фазе. 5.2. Динамика нейтронных вихрей и скачки периодов пульсаров. 5.3. Сопоставление модели крипа вихрей с наблюдательными данными.
Список литературы 37

Введение

Пульсары — объекты, излучающие стабильные периодические радиоимпульсы, являются одними из наиболее замечательных объектов нашей Галактики [1, 2]. Они представляют собой уникальные космические лаборатории, где тесно переплетаются, находят применение и проверяются многие идеи различных областей физики — гравитации, ядерной физики, физики низких температур и физики плазмы. Несмотря на значительный прогресс в понимании природы физических процессов в пульсарах, достигнутый за про-

© Д.М. Седракян, К.М. Шахабасян 1991

шедшие более чем две декады после их открытия в 1967 г. [3] и отождествления с вращающимися нейтронными звездами [4], многие важные вопросы остаются открытыми. В настоящее время твердо установлено, что пульсары — это быстро вращающиеся нейтронные звезды, обладающие очень большими магнитными полями [5]. Сильная поляризация излучения пульсаров (у пульсара PSR 0833—45 до 95%) свидетельствует о весьма интенсивных магнитных полях в излучающих областях. Значения напряженностей магнитных полей были оценены из наблюдений за рентгеновскими пульсарами в двойных системах. В 1976 г. в спектре пульсара Her X—1 была обнаружена при наблюдении с баллона узкая линия излучения энергией 58 ± 5 кэВ и интенсивностью $I = 3\cdot10^{-3}$ фот/см^{2}с [6, 7], которая обусловлена циклотронным излучением электронов, движущихся в магнитном поле $H \approx 5\cdot10^{12}$ Э [8, 9]. В 1977 г. существование узкой линии с $E_\gamma \approx 64$ кэВ в жестком рентгеновском излучении пульсаров Her X—1 с периодом 1,24 с было подтверждено наблюдениями со спутника "Ариель 5" [10]. Циклотронная линия при $E_\gamma \approx 11 - 20$ кэВ наблюдалась в спектре рентгеновского пульсара 4U 0115+63 [11]. Величина напряженности магнитного поля этого пульсара предполагается порядка $1{,}2\cdot10^{12}$ Э [12].

Аналогичная особенность при $E_\gamma \approx 80$ кэВ была обнаружена также в рентгеновском спектре Крабовидной туманности, причем ее интенсивность изменялась с периодом 33 мс — периодом вращения пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности [13, 14]. Таким образом, наблюдательные данные свидетельствуют о существовании в пульсарах очень сильных магнитных полей.

Другим замечательным свойством пульсаров является сверхтекучесть их недр, что существенным образом влияет на динамику их вращения.

Уже самые ранние наблюдения [15] показали удивительное постоянство основных периодов пульсаций. В некоторых случаях их можно предсказать с точностью лучше 10^{-12} в течение нескольких лет, т.е. почти с точностью атомного стандарта частоты. Поэтому предлагается использовать миллисекундные пульсары с наиболее высокостабильной периодичностью излучения в качестве хранителей новой астрономической шкалы времени высокой точности.

Производная частоты $\dot{\Omega}$ всех пульсаров, для которых имеется достаточное количество наблюдательных данных, имеет отрицательное значение — период p увеличивается со временем. Это монотонное увеличение периода, называемое вековым изменением, происходит из-за потери энергии вращения и момента количества движения нейтронной звезды [16 — 18]. Вековое изменение периода впервые было обнаружено для пульсара в Крабовидной туманности [19], для которого $\dot{p} = 4{,}2\cdot10^{-13}$ с/с. Самое большое значение производной, $\dot{p} = 1{,}54\cdot10^{-12}$ с/с, было зарегистрировано у пульсара PSR 1508—59 с периодом p = 150 мс [20], находящегося в остатке сверхновой оболочечного типа MSH 15—52. Самое малое значение производной из измеренных до сих пор, $\dot{p} = 3{,}2\cdot10^{-20}$ с/с, отмечено у миллисекундного пульсара PSR 1953+29 с периодом p = 6,1 мс, входящего в двойную систему. Отметим, что самый короткий известный период p = 1,557 мс имеет одиночный миллисекундный пульсар PSR 1937+21 [21] в созвездии Лисички, причем стабильность его

частоты достигает лучших атомных стандартов [22]. Из 464 известных радиопульсаров [23] самый длинный период $p = 4{,}308$ с имеет пульсар PSR 1845—19. Таким образом, значения производных периода перекрывают интервал в восемь порядков величины, гораздо больший, чем интервале четыре порядка величины, в котором лежат наблюдаемые периоды.

На вековое изменение периода накладываются небольшие, но вполне значимые нерегулярности — флуктуации периода, которые, по-видимому, имеют случайный характер и их нельзя предсказать. Вместе с тем, у рада пульсаров было обнаружено скачкообразное увеличение угловой скорости вращения с последующей медленной релаксацией. Такие скачки периода достаточно редки и наблюдались пока только у одиннадцати пульсаров [24, 153]. Самый большой скачок периода наблюдался у пульсара PSR 0355+54 в 1985 г. Относительное уменьшение периода $\Delta p/p$ составило $4{,}4 \cdot 10^{-6}$ [25]. Этот пульсар замечателен также тем, что в течение года наблюдалось два скачка периода, причем первый скачок имел меньшую величину $\Delta p/p = 5{,}62 \cdot 10^{-9}$ [24]. Такой скачок относится к малым скачкам. Восемь больших скачков обнаружено для пульсара PSR 0833—45 в созвездии Парусов, у которого в каждом случае период уменьшался примерно на 200 нс. Это изменение по сравнению со скоростью регулярного увеличения периода около 11 нс/сут весьма значительно. Относительное уменьшение $\Delta p/p$ для этого пульсара порядка $2 \cdot 10^{-6}$ и отличается постоянством своего значения [26 — 28]. По одному большому скачку наблюдалось у пульсаров PSR 1641—45, PSR 1325—43, PSR 2224+65, PSR 1737—30 и PSR 1823—13 [29 — 31]. У пульсара в Крабовидной туманности зарегистрировано три скачка малой амплитуды, причем величина $\Delta p/p$ имеет значительный разброс и лежит в пределах от 10^{-9} до $4 \cdot 10^{-8}$ [32]. Пульсары PSR 0525+21, PSR 0823+26 и PSR 1951+32 испытали по одному такому скачку [33, 154]. В каждом из описанных событий уменьшение периода сопровождается увеличением производной периода $\dot{p}$. Это увеличение экспоненциально релаксирует с характерными временами от нескольких суток до года. Эти характерные времена невозможно объяснить, если предположить наличие нормальной вязкости вещества нейтронных звезд. Таким образом, скачки периодов вращения и их медленная релаксация указывают на существование сверхтекучей компоненты в нейтронных звездах, которая слабо связана с остальными частями звезды.

К этому же заключению приводят эксперименты по изучению нестационарной динамики медленно вращающегося сверхтекучего He II [34 — 36]. В этих экспериментах прослеживается глубокая аналогия между поведением пульсаров после скачков периодов вращения и поведением сверхтекучего He II после ускорения вращения контейнера с этой жидкостью. Настоящая статья посвящена изложению последних результатов, достигнутых в изучении сверхтекучести в нейтронных звездах и природы их магнитных полей.

Ниже, в разделе 2, помимо описания структуры нейтронных звезд, будет рассмотрена сверхтекучесть адронного вещества в них. Затем, в разделе 3, мы опишем эффект увлечения сверхтекучих протонов сверхтекучими нейтронами в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. Раздел 4, являющийся основным в настоящем обзоре, посвящен генерации магнитных полей в пульсарах сверхтекучими токами. В разделе 5 рассмотрено теоретическое объяс-

нение скачков периодов вращения пульсаров свойствами движения решетки квантованных нейтронных вихревых нитей.

2. Сверхтекучесть адронного вещества

В 1932 г. Л.Д. Ландау впервые предположил возможность образования сверхплотных ядер у массивных звезд, исчерпавших запасы внутренней энергии [37]. Затем В. Бааде и Ф. Цвикки предсказали возможность существования нейтронных звезд в остатках сверхновых [38]. Релятивистские расчеты таких сверхплотных звездных конфигураций, состоящих из вырожденного идеального газа нейтронов, впервые были проведены Ю. Оппенгеймером и Г. Волковым [39]. В результате сложилось представление о нейтронных звездах с массой порядка одной солнечной массы $M_\odot$ и радиусом порядка 10 км, состоящих преимущественно из нейтронов. Средние плотности в недрах этих звезд достигают значений порядка ядерной плотности $\rho_0 = 2{,}8 \cdot 10^{14}$ г·см$^{-3}$.

После открытия множества новых видов барионов теория сверхплотных звездных конфигураций была пересмотрена и развита В.А. Амбарцумяном и Г.С. Саакяном [40, 41]. Было установлено, что при возрастании плотности в вырожденном газе должны последовательно появиться и возрастать в числе различные гипероны. Сверхплотные звездные конфигурации, состоящие из реального газа барионов, рассматривались в работах [42, 43]. Эти исследования показали, что существует максимальная масса нейтронных звезд, равная примерно $2M_\odot$. Наиболее точно определенная в настоящее время масса пульсара PSR 1913+16 в двойной системе равна $1{,}43M_\odot$.

Определенная неоднозначность в понимании строения нейтронных звезд возникает из-за чувствительности их структуры к плохо изученному уравнению состояния ядерной материи при плотностях выше ядерной плотности $\rho_0 = 2{,}8 \cdot 10^{14}$ г·см$^{-3}$. Трудности в понимании уравнения состояния при таких плотностях связаны с неопределенностью нуклон-нуклонного взаимодействия и сложностью расчета энергии основного состояния в рамках теории многих частиц.

2.1. Структура нейтронных звезд. В настоящее время общепринята следующая картина внутреннего строения нейтронных звезд.

а) Кора нейтронной звезды состоит из внутренней (Aen-фаза) и внешней (Ae-фаза) частей [5]. Ae-фаза состоит в основном из ядер ^{56}Fe и вырожденного газа свободных электронов. Из-за взаимного электростатического отталкивания ядра железа образуют объемноцентрированную кристаллическую решетку, создавая тем самым твердую внешнюю кору нейтронной звезды. Плотность вещества в Ae-фазе меняется от 10^4 до $4{,}3 \cdot 10^{11}$ г/см^3.

В Aen-фазе содержатся все более обогащенные нейтронами ядра, образующие другую кристаллическую решетку, вырожденные газы свободных релятивистских электронов и свободных нейтронов [5]. Плотность вещества в Aen-фазе изменяется от $4{,}3 \cdot 10^{11}$ до $2{,}4 \cdot 10^{14}$ г/см^3. Общая толщина коры — порядка одного километра [44].

б) При плотностях порядка ядерной ($\rho_0 \approx 2{,}8 \cdot 10^{14}$) ядра разрушаются и

образуется так называемая npe-фаза, которая представляет собой однородную смесь нейтронной, протонной и электронной жидкостей [5]. Плотности протонов и электронов равны из соображений локальной нейтральности и составляют несколько процентов от плотности нейтронов.

При плотностях порядка 10^{15}г/см^3 в центральной области звезды образуются гипероны и мюоны. Таким образом, в сердцевине звезды возникает гиперонное ядро, в котором имеются гипероны, нуклоны, мюоны и электроны. Для конфигураций с большими центральными плотностями ρ_c в нем сосредоточена большая часть массы звезды [5]. Радиус сердцевины звезды порядка 10 км.

в) А.Б. Мигдал показал [45], что при достаточно большой плотности ρ в нуклонной среде происходит перестройка бозонного вакуума, приводящая к фазовому переходу с образованием пионного конденсата. Наличие пленного конденсата существенно смягчает уравнение состояния нейтронной звезды [45, 46] и тем самым сказывается на таких важнейших интегральных параметрах нейтронных звезд, как их массы, радиусы и моменты инерции. В присутствии пионного конденсата значительно увеличивается скорость охлаждения нейтронной звезды, возникшей в результате взрыва сверхновой [47 — 49]. В ряде моделей уравнение состояния приобретает ван-дер-ваальсовский вид, что приводит к фазовому переходу первого рода: во внутренних областях нейтронных звезд происходит скачок плотности, который может привести к выделению энергии порядка энергии взрыва сверхновых [50, 51].

Таким образом, в центре звезды может возникнуть ядро, содержащее π-конденсат. В работе [52], использующей модель развитого пионного конденсата (р.п.к.) [53], модифицированную в [54] с учетом электрической заряженности р.п.к., и уравнение состояния Бете—Джонсона [55], npe-фаза заканчивается при плотности $\rho_1 = 8{,}45\cdot10^{14}$ г/см^3, а π-конденсатное ядро начинается при плотности $\rho_2 = 1{,}28\cdot10^{15}$ г/см^3. Интегральные параметры нейтронной звезды с центральной плотностью $\rho_c = 3{,}45\cdot10^{15}$ г/см^3 следующие: масса $M = 1{,}41M_\odot$, радиус звезды $R = 9{,}31$ км, радиус π-конденсатного ядра $R_c = 6{,}2$ км. Для сравнения приведем интегральные параметры обычной нейтронной звезды, описываемой уравнением состояния Бете-Джонсона, для центральной плотности $\rho_c = 3\cdot10^{15}$ г/см^3, $M = 1{,}65M_\odot$, $R = 9{,}6$ км [56].

2.2. Сверхтекучесть ядерной материи. Новый этап в изучении внутреннего строения нейтронных звезд и структуры атомных ядер начался после создания микроскопической теории сверхпроводимости [57]. Н.Н. Боголюбов указал на возможность сверхтекучести ядерной материи [58], затем О. Бор, Б. Моттельсон и Д. Пайнс поставили вопрос о существовании сверхтекучих состояний в атомных ядрах [59]. Теория парных корреляций сверхпроводящего типа была построена независимо С.Т. Беляевым [60] и В.Г. Соловьевым [61], и она объяснила многие свойства ядер.

Далее основные идеи и методы микроскопической теории сверхпроводимости были применены для рассмотрения внутреннего строения нейтронных звезд. Исследуя уравнение состояния нейтронной жидкости, А.Б. Мигдал еде-

дал вывод о возможной сверхтекучести нейтронных звезд [62]. В.Л. Гинзбург и Д.А. Киржниц по аналогии с вращающимся He II указали на возможность возникновения во вращающейся нейтронной сверхтекучей жидкости некоторой конфигурации вихревых нитей [63]. Они также оценили величину энергетической щели нейтронов в $^1S_0$-состоянии, которая оказалась порядка нескольких МэВ. Аналогичным образом, сильное взаимодействие между протонами приводит к образованию куперовских пар и к появлению в npe-фазе заряженного протонного конденсата [64]. Электроны же образуют нормальный вырожденный ферми-газ.

После открытия пульсаров и обнаружения скачков угловой скорости исследования сверхтекучести адронного вещества приобрели более интенсивный характер. Изучалось, в частности, по аналогии с анизотропным спариванием в сверхтекучем ^{3}He [65, 66], анизотропное спаривание нейтронов в ядре нейтронной звезды [67]. Изменение характера спаривания вызвано тем обстоятельством, что $^1S_0$-взаимодействие нейтронов при ядерной плотности становится отталкивательным и синглетное спаривание нарушается. Но в этой же области плотностей $^3P_2 - {}^3F_2$ тензорное взаимодействие приводит к эффективному притяжению и к триплетному спариванию [68]. Рассматривалось влияние сверхпроводимости протонов на конфигурацию магнитного поля и его затухание [69, 70]. Изучалась связь между твердой корой и сверхтекучей сердцевиной [71]. В результате этих исследований в настоящее время сложилась следующая картина:

а) В Aen-фазе в интервале плотностей $4{,}6 \cdot 10^{11} < \rho < 1{,}6 \cdot 10^{14}$ г/см^3 свободные нейтроны образуют сверхтекучую жидкость с парами типа $^1S_0$. В силу вращения звезды в этой жидкости возникает структура из параллельных оси вращения квантованных вихревых нитей. Сердцевины вихревых нитей, где волновая функция конденсата обращается в нуль, могут прикрепляться к атомным ядрам в коре (пиннинг), либо проходить между ядрами. Максимальное значение нейтронной щели — $\Delta_{2max} = 1{,}7$ МэВ [72].

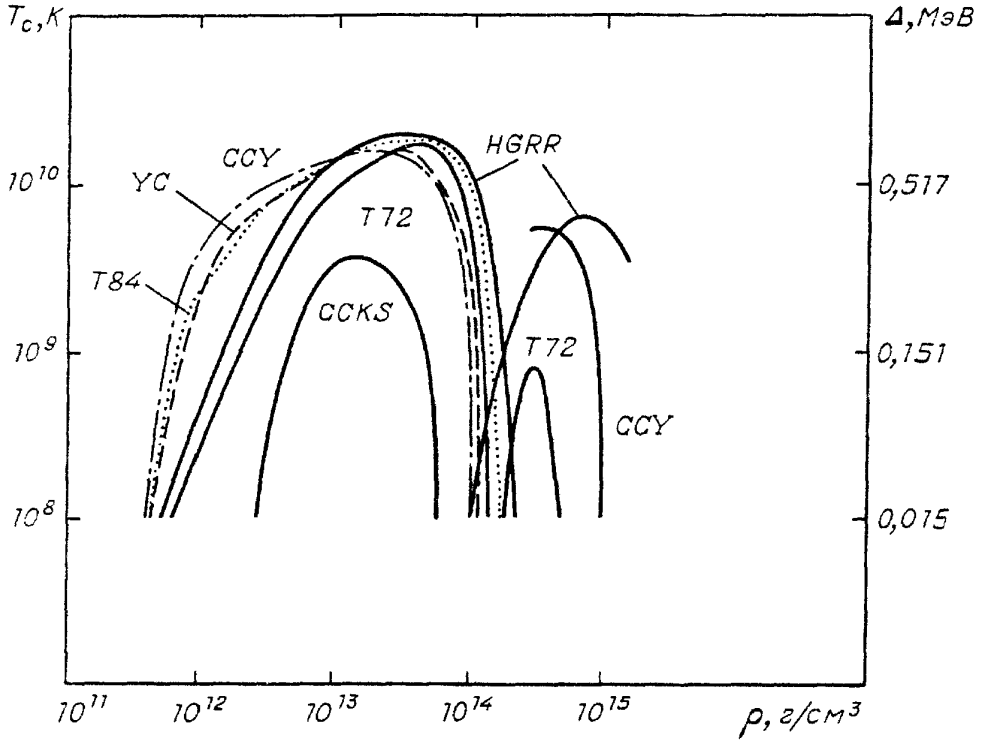
б) В пре-фазе при плотностях $1{,}6 \cdot 10^{14} < \rho < 1{,}4 \cdot 10^{15}$ г/см^3 сверхтекучая нейтронная жидкость, скорее всего, состоит из пар типа $^3P_2$, причем опять образуется система вихрей. Максимальное значение нейтронной щели — $\Delta_{2max} = 0{,}15$ МэВ [73].

в) Протонная жидкость в пре-фазе становится сверхпроводящей в интервале плотностей $2{,}4 \cdot 10^{14} < \rho < 7{,}8 \cdot 10^{14}$ г/см^3. Протоны спариваются в $^1S_0$-состоянии и представляют собой сверхпроводник второго рода, в котором реализуется вихревая структура смешанного состояния, т.е. магнитное поле проникает внутрь в виде квантованных вихревых нитей с потоками $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс·см^2. Максимальное значение щели — $\Delta_{1max} = 0{,}3$ МэВ [72]. Зависимость протонной щели от плотности вычисляется также в работе [74].

При определении зависимости щели Δ от плотности вещества разными авторами используются разные методы расчета и разные потенциалы нуклонного взаимодействия — потенциал Рейда [75], однопионный обменный гауссовский потенциал [76], потенциал Омуры [77] и др. В количественном

отношении результаты различных работ существенно различаются. Этим объясняется то, что и по настоящее время проводятся теоретические исследования по уточнению сверхтекучих параметров адронного вещества [78, 79]. На рисунке для сравнения представлены функции **Δ**, вычисленные разными авторами.

В перечисленных работах величина энергетической щели **Δ** вычислялась



Сверхтекучесть в Aen- и npe-фазах нейтронной звезды. Кривая *CCY* — зависимость протонной щели от плотности [74]. Остальные кривые изображают зависимость нейтронной щели от плотности: *HGRR* отражает результаты работы [67], *YC* — [77], *T72* — [68], *T84* — [78], *CCKS* — [79]. Показана также зависимость критической температуры T_c от плотности. (Рисунок из работы [155])

при нулевой температуре. Как известно, с ростом температуры **Δ** уменьшается и при некоторой критической температуре T_c исчезает — вещество полностью переходит в нормальное состояние. Таким образом, вопрос о существовании сверхтекучести нейтронов и протонов в нейтронной звезде сводится к сравнению критических температур с температурой внутри звезды. T_c обычно оценивают по формуле БКШ $k_B T_c = \mathbf{0{,}57\Delta}$. Согласно [72, 73], для протонов $T_{c1} = 2\cdot 10^9$K, а для нейтронов $T_{c2} = 10^{10}$K (**$^1S_0$-спаривание**) и $T_{c2} = 9\cdot 10^8$K ($^3P_2$-спаривание). Стандартные расчеты охлаждения показывают, что за несколько сот лет с начала образования звезды внутренняя температура T приближается к 10^8 K [80 — 82].

Таким образом, внутренние температуры пульсаров, в том числе и самых молодых, меньше характеристических критических температур нейтронного и протонного сверхтекучего конденсатов, что является убедительным аргументом в пользу существования как нейтронной, так и протонной сверхтекучести в нуклонно-ядерной фазе.

г) В нейтронных звездах с "мягким" уравнением состояния имеется ядро, состоящее из сверхпроводящего конденсата π^--мезонов [53]. Как мы покажем ниже, в npe-фазе генерируются сильные магнитные поля. В такой ситуации возникает вопрос: могут ли магнитные поля, индуцированные в npe-фазе, проникнуть в ядро нейтронной звезды, содержащее сверхпроводящий пионный конденсат, и если да, то какой структурой обладает магнитное поле в нейтронной звезде?

Для ответа на этот вопрос нужно учесть взаимодействие пионов с нуклонами в рамках мезонной σ-модели. Этот учет приводит к следующим важным изменениям физической картины [83]. Во-первых, P — волновое притягивательное πN-взаимодействие превращает пионный конденсат в неоднородный с характерным импульсом $\mathbf{k} \neq 0$, и, во-вторых, помимо конденсата π^--мезонов, возникает конденсат π_S^+-мезонов, представляющий собой связанное состояние протона и нейтронной дырки. Отметим, что наличие конденсата π_S^+-мезонов приводит к появлению дополнительного электрического тока.

Сверхпроводящие свойства неоднородного пионного конденсата в рамках σ-модели [53] рассматривались в [83]. Была найдена величина критического поля H_c разрушения сверхпроводимости пионного конденсата, если он представляет собой сверхпроводник первого рода. Для случая сверхпроводника второго рода была найдена оценка нижнего критического поля H_{c1}, которая получена в предположении нитевидной вихревой структуры смешанного состояния системы.

Поведение неоднородного пионного конденсата в магнитном поле вблизи порога конденсации изучалось также в [84]. Исследование проводилось методом разложения функции Лагранжа системы по амплитуде конденсатного поля. В ней было показано, что пионный конденсат является сверхпроводником второго рода с параметром $\delta \gg 1$, в котором реализуется ламинарная (слоистая) структура смешанного состояния. Однако этот метод нельзя применять при плотностях, значительно превышающих пороговую плотность пионов ρ_1. Отметим также, что интервал плотностей, для которого верно это рассмотрение, отсутствует в нейтронной звезде из-за скачка плотности при π^--конденсации.

Как мы покажем ниже, конденсат π^--мезонов в рамках а-модели представляет собой сверхпроводник второго рода, в котором реализуется ламинарная структура смешанного состояния.

2.3. Вихревая структура нейтронной жидкости как следствие вращения. Во вращающейся сверхтекучей жидкости образуется симметричная решетка параллельных оси вращения квантованных вихревых нитей. Эта решетка, как целое, вращается вокруг оси вращения, имитируя твердотельное вращение [85]. Следовательно, такие вихревые решетки образуются в нейтронной сверхтекучей жидкости в Aen-фазе и в npe-фазе. Каждая нейтронная вихревая нить характеризуется квантом циркуляции $\varkappa_2$, равным [63]

$$\varkappa_2 = \frac{\pi\hbar}{m_2}, \tag{2.1}$$

где $\hbar = 1{,}054 \cdot 10^{-27}$ эрг·с — постоянная Планка, m_2 — масса нейтрона. Радиус нормальной нейтронной сердцевины каждого вихря ξ_2 совпадает с длиной когерентности нейтронной жидкости и равен

$$\xi_2 = \frac{(3\pi^2)^{1/3}\hbar^2}{2m_2^{4/3}} \frac{\rho_2^{1/3}}{\Delta_2}, \tag{2.2}$$

где ρ_2 — полная плотность массы нейтронов. Внешний радиус нейтронного вихря b и плотность вихрей N_2 определяется следующим образом:

$$N_2 = \frac{2\Omega}{\varkappa_2}, \quad b = \left(\frac{\varkappa_2}{2\pi\Omega}\right)^{1/2}; \tag{2.3}$$

здесь Ω — угловая скорость вращения нейтронной звезды. Таким образом, количество вихревых нитей определяется угловой скоростью. Следовательно, при замедлении вращения число вихрей должно уменьшаться. Однако в течение некоторого промежутка времени количество вихрей в звезде может быть больше равновесного значения, соответствующего новому значению Ω. Тогда в вихревой структуре возникает метастабильное состояние [86], соответствующее локальному минимуму свободной энергии. Это метастабильное состояние исчезает посредством распада избыточного количества вихрей, которые передают свой момент импульса твердой коре. Такое самопроизвольное ускорение вращения свободно вращающегося сосуда со сверхтекучей жидкостью действительно наблюдалось в эксперименте [87].

Для пульсара в Крабовидной туманности равновесные значения $N_2 = 2 \cdot 10^5 \text{см}^{-2}$ и $b = 10^{-3}$см ($\Omega = 191\ \text{с}^{-1}$), а для миллисекундного пульсара PSR 1937+21 эти значения равны $N_2 = 4 \cdot 10^6 \text{см}^{-2}$ и $b = 2 \cdot 10^{-4}$см ($\Omega = 4 \cdot 10^3 \text{с}^{-1}$). Значение длины когерентности $\xi_2 = 10^{-12}$ см.

Сверхтекучие нейтроны в вихре вращаются вокруг нормальной сердцевины со скоростью

$$v = \frac{\varkappa_2}{2\pi r}, \tag{2.4}$$

где r — расстояние от центра вихря. Внутренняя энергия единицы длины (линейное натяжение) вихревой нити равна [85]

$$E_{\text{в}} = \frac{\rho_2 \varkappa_2^2}{4\pi} \cdot \ln\left(\frac{b}{\xi_2}\right). \tag{2.5}$$

Определим форму нейтронной вихревой нити в сферической нейтронной звезде [88]. Из-за симметрии задачи вблизи экваториальной плоскости вихревые нити будут прямыми линиями, перпендикулярными этой плоскости. Написав свободную энергию для бесконечно тонкого слоя вблизи экваториальной плоскости звезды и минимизируя ее, мы находим распределение скоростей в этой плоскости. Скорость сверхтекучих нейтронов в вихре по-преж-

нему определяется выражением (2.4), а внутренняя энергия — формулой (2.5). Вихревые нити же как целое участвуют в твердотельном вращении.

Отметим, что внутренняя энергия (2.5) логарифмически зависит от отношения b/ξ_2, следовательно, она не зависит от широты звезды, и ее можно считать постоянной. Далее из требования о том, что вихревые нити, выходящие из экваториальной плоскости, оставались в той же плоскости ρ, z (что вытекает из аксиальной симметрии задачи), получаем, что макроскопическая скорость вихрей во всех точках $\bar{v} = [\bar{\Omega}\bar{\rho}]$ (ρ — расстояние от оси вращения).

Далее находим форму вихревой нити $\rho(z)$ из условия минимальности полной энергии нейтронной жидкости, приходящейся на одну вихревую нить. Таким образом, получаем следующее уравнение [88 :

$$\rho^2(z) + \frac{\varepsilon(\Omega)}{(1+\rho'^2)^{1/2}} = \text{const} + \frac{\Gamma}{\pi\Omega}\cdot\ln\rho(z), \tag{2.6}$$

где

$$\varepsilon(\Omega) = \frac{\varkappa_2}{2\pi\Omega}\ln\left(\frac{\varkappa_2}{2\pi\Omega\xi_2^2}\right), \quad \Gamma = 2\pi\Omega\rho_{\min}^2, \quad \rho' = \frac{d\rho}{dz}, \tag{2.7}$$

$\rho_{\min}$ — координата пересечения вихревой нити с экваториальной плоскостью. Определяя постоянную интегрирования в (2.6) из граничного условия перпендикулярности вихревой нити к поверхности сферы [89], находя $\rho_{\min}$ из условия $\rho'(z) = 0$, получаем для смещения нити $\Delta\rho = \rho_0 - \rho_{\min}$ от прямой линии следующее выражение [88]:

$$\Delta\rho = \left[\left(1 - \frac{|z_0|}{R_1}\right)\frac{\varepsilon(\Omega)}{2}\right]^{1/2}, \tag{2.8}$$

где z_0 и ρ_0 — координаты вихревой нити на поверхности шара, R_1 — радиус npe-фазы. Так как $\varepsilon(\Omega)$— достаточно малая величина, то нейтронные вихри в npe-фазе вращающейся звезды всюду параллельны оси вращения, кроме небольшого слоя в непосредственной близости от поверхности, где они искривляются и выходят наружу в перпендикулярном направлении. Смещение $\Delta\rho$ равно нулю для вихревой нити, проходящей через ось вращения и максимально для нити, находящейся на расстоянии порядка R_1 от оси вращения ($\Delta\rho_{\max} \sim 10^{-3}$ см).

Вращение сферического объема сверхтекучей жидкости изучалось также в работе [90], в которой найдено следующее выражение для нижней критической скорости Ω_{c1}:

$$\Omega_{c1} = \frac{3\hbar}{4m_2R_1^2}\cdot\left[\ln\left(\frac{2R_1}{\xi_2}\right) - 1\right]. \tag{2.9}$$

Значение Ω_{c1} для сферы приблизительно в полтора раза больше, чем для цилиндра того же радиуса. Подставляя характерные для нейтронных звезд

величины $R_1 = 10$ км и $\xi_2 = 10^{-12}$см, получаем $\Omega_{c1} = 10^{-14}$с$^{-1}$.

Ширина ирротационной области, в которой вихри отсутствуют, определяется следующим образом [90]:

$$R_1 - \rho_1 = \left[\frac{15}{32}\cdot\frac{\varkappa_2}{\pi\Omega}\cdot\ln\left(\frac{b}{\xi_2}\right)\right]^{1/2}. \tag{2.10}$$

Для значений угловой скорости $\Omega = 1$ с$^{-1}$ и $\Omega = 191$ с$^{-1}$ получаем соответственно следующие ширины ирротационной области: $8 \cdot 10^{-2}$ и $5\cdot 10^{-3}$ см. Таким образом, для характерных для пульсаров значений Ω в них имеется развитая нейтронная вихревая структура.

3. Эффект увлечения в сверхтекучем ядре звезды

До сих пор сверхтекучий нейтронный конденсат и сверхтекучий протонный конденсат в электронно-барионной плазме npe-фазы рассматривались как невзаимодействующие. Однако в результате сильного взаимодействия между собой протоны и нейтроны превращаются в квазичастицы с эффективными массами m_1^* и m_2^*. Движение нейтронной квазичастицы переносит поэтому, кроме массы нейтронов, еще и массу протонов. Куперовские пары нейтронов и протонов представляют собой связанные состояния фермиевских квазичастиц, свойства которых практически не изменяются при возникновении сверхтекучести. Следовательно, сверхтекучее движение нейтронов должно сопровождаться переносом массы протонов (эффект "увлечения" сверхтекучих протонов сверхтекучими нейтронами). Поскольку протоны заряжены, сверхтекучее движение нейтронов приводит к появлению электрического тока (ток "увлечения") [91].

Отметим, что протонно-нейтронные куперовские пары не возникают, так как разность химических потенциалов нейтронов и протонов в npe-фазе велика.

3.1. Микроскопическая теория сверхтекучести в двухкомпонентной ферми-системе. Системы, в которых существуют два вида конденсата и, соответственно, два вида сверхтекучего движения, интенсивно исследуются в последние годы. Такой системой, в частности, является раствор He^3 в He^4 ниже точки фазового перехода He^3 в сверхтекучее состояние. Уравнения трехскоростной гидродинамики, описывающие свойства этого раствора, были получены И.М. Халатниковым [92, 93]. А.Ф. Андреев и Е.П. Башкин дополнительно учли в этих уравнениях "увлечение" конденсата He^3 конденсатом He^4 и показали, что каждое из сверхтекучих движений сопровождается переносом обеих компонент раствора [94].

Другой системой с двумя сверхтекучими конденсатами является npe-фаза нейтронной звезды. Микроскопическая теория сверхтекучести в нейтронно-протонной ферми-системе с учетом взаимодействия между компонентами была построена в [95, 96]. Используя выражение полного гамильтониана этой системы [95] и применяя математический аппарат аномальных гриновских функций [97, 98], получаем и вблизи нижней критической температуры решаем систему уравнений для температурных функций Грина протонов и ней-

тронов [95]. При этом предполагалась малость постоянных взаимодействия в полном гамильтониане, поскольку в процессе графического суммирования не учитывались те диаграммы, которые приводят к слагаемым третьего порядка по постоянным взаимодействия в этих уравнениях.

Далее применяя стандартную методику [99], получаем уравнения Гинзбурга—Ландау для двухкомпонентной сверхтекучей ферми-системы [96]

$$\begin{gathered}
\frac{1}{4m_1'}\cdot\left[-i\hbar\nabla-\frac{2e}{c}(\mathbf{A}+\mathbf{A}')\right]^2\psi_1+(\alpha_1+\alpha_1'|\psi_2|^2)\psi_1+\beta_1|\psi_1|^2\psi_1=0,\\
\mathbf{j}_e=\frac{ie\hbar}{2m_1'}\cdot(\psi_1\nabla\psi_1^*-\psi_1^*\nabla\psi_1)-\frac{2e^2}{cm_1'}\cdot(\mathbf{A}+\mathbf{A}')|\psi_1|^2,\\
\frac{1}{4m_2'}\cdot\left[-i\hbar\nabla+\mathbf{A}_1\right]^2\psi_2+(\alpha_2+\alpha_1'|\psi_1|^2)\psi_2+\beta_2|\psi_2|^2\psi_2=0,\\
\mathbf{j}_2=\frac{i\hbar m_2}{2m_2'}(\psi_2\nabla\psi_2^*-\psi_2^*\nabla\psi_2)+\frac{m_2}{m_2'}\mathbf{A}_1|\psi_2|^2,
\end{gathered}\tag{3.1}$$

где m_1' и m_2' — массы протонов и нейтронов, перенормированные из-за взаимодействия, $\mathbf{j}_2$ — плотность потока массы сверхтекучих нейтронов, $\mathbf{j}_e$ — плотность сверхпроводящего протонного тока, $\mathbf{A}'$ — эффективный векторный потенциал, обусловленный эффектом "увлечения" сверхтекучих протонов сверхтекучими нейтронами:

$$\mathbf{A}'=\frac{i\hbar m_1'cM_1}{8em_1C_1C_2}(\psi_2\nabla\psi_2^*-\psi_2^*\nabla\psi_2),\tag{3.2}$$

$\mathbf{A}_1$ — величина, определяемая следующим образом:

$$\mathbf{A}_1=\frac{i\hbar m_2'M_1}{4m_1C_1C_2}(\psi_1\nabla\psi_1^*-\psi_1^*\nabla\psi_1+\frac{4ie}{\hbar c}\mathbf{A}|\psi_1|^2);\tag{3.3}$$

здесь ψ_1 и ψ_2 — конденсатные волновые функции протонов и нейтронов

$$\psi_1=\left(\frac{n_1}{2}\right)^{1/2}e^{i\varphi_1},\quad \psi_2=\left(\frac{n_2}{2}\right)^{1/2}e^{i\varphi_2}.\tag{3.4}$$

Коэффициенты α_1' и M_1 пропорциональны квадрату постоянной взаимодействия. В отсутствие взаимодействия между компонентами $\alpha_1'=0$, $M_1=0$, $\mathbf{A}_1=0$, $\mathbf{A}'=0$. Тогда первая пара уравнений (3.1) превращается в уравнения Гинзбурга—Ландау для покоящегося сверхпроводника [100], а вторая пара аналогична по форме уравнениям Гинзбурга—Питаевского феноменологической теории сверхтекучести [101].

Определив сверхтекучие скорости протонов и нейтронов $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ следующим образом:

$$\mathbf{v}_1 = \frac{\hbar}{2m_1}\nabla\varphi_1 - \frac{e}{m_1 c}\mathbf{A}, \quad \mathbf{v}_2 = \frac{\hbar}{2m_2}\cdot\nabla\varphi_2, \tag{3.5}$$

представим плотности потоков массы протонов и нейтронов в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_1 &= \frac{m_1}{e}\cdot\mathbf{j}_e = \rho_{11}\mathbf{v}_1 + \rho_{12}\mathbf{v}_2, \\ \mathbf{j}_2 &= \rho_{21}\mathbf{v}_1 + \rho_{22}\mathbf{v}_2. \end{aligned} \tag{3.6}$$

Как видно из (3.6), часть сверхтекучих протонов движется со скоростью сверхтекучих нейтронов, вследствие чего возникает электрический ток "увлечения" [91].

С учетом эффекта "увлечения" плотность кинетической энергии T_k примет следующий вид [96]:

$$T_k = \frac{1}{2}\cdot(\rho_{11}\mathbf{v}_1^2 + 2\rho_{12}\mathbf{v}_1\mathbf{v}_2 + \rho_{22}\mathbf{v}_2^2). \tag{3.7}$$

Это выражение будет использовано нами при исследовании эффекта генерации магнитных полей в пульсарах.

Полученные нами уравнения Гинзбурга—Ландау двухкомпонентной сверхтекучей ферми-системы (3.1) строго верны только в узком диапазоне вблизи нижней критической температуры T_{c1} (критической температуры протонов). Как мы покажем ниже, эффект "увлечения" имеет место также при температуре $T \to 0$.

3.2. Трехскоростная магнитная гидродинамика сверхтекучих растворов. Свойства электронно-барионной плазмы в npe-фазе при температуре $T \to 0$ должны описываться уравнениями трехскоростной магнитной гидродинамики с двумя сверхтекучими и одной нормальной скоростями.

Из проведенного в [92, 94] анализа законов сохранения следует, что полная система уравнений трехскоростной магнитной гидродинамики при отсутствии диссипации имеет вид [102]

$$\begin{aligned} &\dot\rho_1 + \operatorname{div}(\rho_1\mathbf{v}_n + \mathbf{p}_1) = 0, \quad \dot\rho_2 + \operatorname{div}(\rho_2\mathbf{v}_n + \mathbf{p}_2) = 0, \\ &\dot j_i + \partial\Pi_{ik}/\partial x_k = 0, \quad \dot S + \operatorname{div}(S\mathbf{v}_n) = 0, \\ &\dot\rho_e + \operatorname{div}(\rho_e\mathbf{v}_n) = 0, \quad \dot{\mathbf{v}}_e + \frac{\nabla P_e}{\rho_e} = -\frac{e\mathbf{E}}{m_e} - \frac{e}{c}[\mathbf{v}_e\mathbf{B}], \\ &\dot{\mathbf{v}}_1 + \nabla(\mu_1 - \frac{1}{2}\mathbf{v}_n^2 + \mathbf{v}_n\mathbf{v}_1) = \frac{e}{m_1}\cdot\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}_1\mathbf{B}], \\ &\dot{\mathbf{v}}_2 + \nabla(\mu_2 - \frac{1}{2}\mathbf{v}_n^2 + \mathbf{v}_n\mathbf{v}_2) = 0, \end{aligned} \tag{3.8}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{v}_2 = 0, \quad \mathrm{rot}\,\mathbf{v}_1 = -\frac{e}{m_1 c}\cdot\mathbf{B};$$

здесь ρ_1, ρ_2 и ρ_e — плотности масс протонов, нейтронов и электронов; $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_n$ — соответственно скорости двух сверхтекучих и нормального движений; $m_e, \mathbf{v}_e$ — масса и скорость электронов, которая равна скорости нормального движения $\mathbf{v}_n$; S и $\mathbf{j}$ — энтропия и импульс единицы объема; $\mu_1, \mu_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ — химические потенциалы и относительные импульсы сверхтекучих протонов и нейтронов. В системе уравнений (3.8) учтено, что $m_e^* \sim m_e \ll m$ (m_e^* — эффективная масса электрона).

Тензор потока импульса имеет вид [102]

$$\Pi_{ik} = (\rho_1 + \rho_2)v_{ni}v_{nk} + (p_{1i} + p_{2i})v_{nk} + (p_{1k} + p_{2k})v_{ni} + P\delta_{ik} +$$

$$+ p_{1k}(v_{1i} - v_{ni}) + p_{2k}(v_{2i} - v_{ni}) - \frac{1}{4\pi}(H_i H_k - \frac{1}{2}\cdot\delta_{ik}H^2), \tag{3.9}$$

где $p = -\varepsilon + \mu_1\rho_1 + \mu_2\rho_2 + \mu_e\rho_e + TS$ — давление. Электрическое и магнитное поля определяются уравнениями Максвелла, которые дополняют систему уравнений (3.8).

Следуя методу, предложенному в [94], и используя основные законы сохранения с учетом магнитного поля и законы термодинамики, легко доказать, что характеризующие сверхтекучие конденсаты величины $\rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{22}$ имеют вид

$$\rho_{11} = \frac{m_1^2}{m_1^*}n_1, \quad \rho_{12} = \rho_{21} = \frac{m_1(m_1^* - m_1)}{m_1^*}n_1,$$

$$\rho_{22} = \rho_2 - (m_1^* - m_1)n_{1n} - \frac{m_1(m_1^* - m_1)}{m_1^*}n_1; \tag{3.10}$$

здесь n_1 и n_{1n} — плотности сверхтекучих и нормальных протонов, m_1 и m_1^* — соответственно "голая" и эффективная массы протона. Совокупность этих величин $\rho_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = 1,2)$ является аналогом плотности сверхтекучей части в двухскоростной гидродинамике.

Согласно теории БКШ скорости $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$ сверхтекучих движений микроскопически определяются через фазы φ_1 и φ_2 конденсатных волновых функций протонов и нейтронов следующим образом:

$$\mathbf{v}_1 = \frac{\hbar}{2m_1}\cdot\nabla\varphi_1 - \frac{e}{m_1 c}\mathbf{A}, \quad \mathbf{v}_2 = \frac{h}{2m_2}\nabla\varphi_2. \tag{3.11}$$

Тот факт, что в (3.11) входит масса нейтрона m_2, а не эффективная масса фермиевского возбуждения, обеспечивает потенциальность сверхтекучего движения нейтронов.

Сначала предположим $\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_n = 0$. Тогда согласно теории БКШ плотность потока массы сверхтекучих протонов равна

$$\mathbf{j}_1 = \frac{m_1}{e}\left(\frac{e\hbar n_1}{2m_1^*}\nabla\varphi_1 - \frac{e^2 n_1}{m_1^* c}\mathbf{A}\right) = \rho_{11}\mathbf{v}_1. \tag{3.12}$$

Используя выражение плотности полного потока массы системы [102], получим для плотности потока массы сверхтекучих нейтронов следующее выражение:

$$\mathbf{j}_2 = m_1\left(1 - \frac{m_1}{m_1^*}\right)\left(\frac{\hbar}{2m_1}\nabla\varphi_1 - \frac{e}{m_1 c}\mathbf{A}\right)n_1 = \rho_{12}\mathbf{v}_1. \tag{3.13}$$

Таким образом, часть сверхтекучих нейтронов будет двигаться со скоростью сверхтекучих протонов.

Далее предположим $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_n = 0$. Тогда, используя метод, предложенный в [103], получим для энергии $\varepsilon(\mathbf{p})$ протонной квазичастицы в линейном по $\mathbf{v}_2$ приближении следующее выражение [104]:

$$\begin{gathered}\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m_1^*}(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}')^2, \\ \mathbf{A}' = \mathbf{A} - \frac{c}{e}(m_1^* - m_1)\mathbf{v}_2.\end{gathered} \tag{3.14}$$

Таким образом, взаимодействие протонного и нейтронного конденсатов приводит к тому, что истинный векторный потенциал $\mathbf{A}$ заменяется на потенциал $\mathbf{A}'$. Поэтому поток массы $\mathbf{j}_1$ легко получить с помощью формулы Лондонов $\mathbf{j}_e = -(e^2 n_1/m_1^* c)\mathbf{A}'$. Имеем

$$\mathbf{j}_1 = \frac{m_1(m_1^* - m_1)}{m_1^*}n_1\mathbf{v}_2 - \frac{em_1 n_1}{m_1^* c}\mathbf{A} = \rho_{12}\mathbf{v}_2 - \frac{m_1 e n_1}{m_1^* c}\mathbf{A}. \tag{3.15}$$

Следовательно, часть сверхтекучих протонов будет двигаться со скоростью нейтронов $\mathbf{v}_2$.

Оператор полного потока массы имеет вид [102]

$$\mathbf{j} = \rho_2\mathbf{v}_2 + \sum_{\mathbf{p}}(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A})n_{\mathbf{p}}, \quad n_{\mathbf{p}} = \sum_{\alpha}\hat{a}^+_{\mathbf{p}\alpha}\hat{a}_{\mathbf{p}\alpha}, \tag{3.16}$$

где $\hat{a}^+_{\mathbf{p}\alpha}$, $\hat{a}_{\mathbf{p}\alpha}$ — операторы рождения и уничтожения протонных квазичастиц, α — спиновый индекс. Преобразуя этот оператор потока массы и учитывая явный вид оператора плотности электрического тока [102], для полного потока массы получим

$$\mathbf{j} = \rho_2\mathbf{v}_2 - (m_1^* - m_1)n_{1n}\mathbf{v}_2 - \frac{e}{c}n_1\mathbf{A}, \tag{3.17}$$

где $n_{1n} = n - n_1$, ρ_2 — плотность массы нейтронов. Из (3.15) и (3.17) можно получить плотность потока массы сверхтекучих нейтронов

$$\mathbf{j}_2 = \rho_{22}\mathbf{v}_2 - \frac{e}{m_1 c}\rho_{12}\mathbf{A}. \tag{3.18}$$

Наконец, предположим $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = \mathbf{A} = 0$. Тогда задача сводится к случаю, рассмотренному в [94]. Потоки масс в этом случае имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_1 &= (\rho_1 - \rho_{11} - \rho_{12})\mathbf{v}_n = \rho_1^{(n)}\mathbf{v}_n, \\ \mathbf{j}_2 &= (\rho_2 - \rho_{22} - \rho_{21})\mathbf{v}_n = \rho_2^{(n)}\mathbf{v}_n. \end{aligned} \tag{3.19}$$

Согласно формулам (3.12) — (3.19), можно записать

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_1 &= \rho_{11}\mathbf{v}_1 + \rho_{12}\mathbf{v}_2 + \rho_1^{(n)}\mathbf{v}_n, \\ \mathbf{j}_2 &= \rho_{22}\mathbf{v}_2 + \rho_{21}\mathbf{v}_1 + \rho_2^{(n)}\mathbf{v}_n. \end{aligned} \tag{3.20}$$

Следовательно, в трехскоростной магнитной гидродинамике вместо плотности сверхтекучей части появляются три независимые величины $\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{12}$. Последняя из них описывает эффект "увлечения" каждым из сверхтекучих движений обеих компонент раствора. Таким образом, этот эффект существует во всем температурном интервале, в котором нейтронно-протонная жидкость является сверхтекучей.

Линеаризованная система уравнений магнитогидродинамики (3.8) имеет волновые решения. В работе [102] получены дисперсионные уравнения для этих волн, вычислены скорости распространения различных звуковых колебаний. Показано, что в нейтронно-протонной сверхтекучей жидкости могут распространяться волны четвертого звука.

4. Генерация магнитных полей пульсаров

Общепринятым механизмом генерации магнитных полей в сверхплотных звездах является механизм сжатия звезды с одновременным сохранением первоначального магнитного потока [105, 106]. Сохранение магнитного потока обеспечивается "вмороженностью" магнитных силовых линий, которая вызвана очень большой проводимостью вещества звезды. Магнитное поле растет при изотропном сжатии обычной звезды пропорционально r^{-2} или $\rho^{2/3}$ (r — некоторый средний радиус звезды, ρ — ее плотность). Отсюда для начального поля $B \sim 1$ Гс при начальном значении $r \sim 3\cdot10^{10}$см получаем поля $B \sim 10^8$ Гс при $r_0 \sim 3\cdot10^6$ см и $\rho_0 \sim 10^{12}$ г/см^3 [107, 108]. Начальное поле в магнитной звезде может достигать значений 10^3 — 10^4 Гс, поэтому в нейтронной звезде могут поля достигать значений 10^{11} — 10^{12} Гс [108]. При этом предполагается, что масса звезды при сжатии не изменяется, то есть $\rho r^3 = \mathrm{const}$. Однако в этом механизме не рассматривается динамика процесса сжатия. В процессе сжатия или коллапса обычной звезды после взрыва сверхновой неизбежно возникнет турбулентное движение вещества, которое приведет к резкому уменьшению электрической проводимости вещества σ [109] и к нарушению условия "вмороженности" поля. Кроме того, при взрыве сверхновой часть вещества вместе с сопутствующим ему магнитным полем может быть выброшена из звезды. Эти факторы приведут к значительному уменьшению

значения конечного магнитного поля и могут даже свести его к нулю. Поэтому необходимо рассмотреть другие механизмы генерации магнитных полей в нейтронных звездах, которые не связаны с явлением коллапса.

В работах [110 — 112] ферромагнетизм нейтронов рассматривается в качестве источника магнитных полей. А в работах [113, 114] эффекты термоэлектрической и термомагнитной неустойчивостей используются для получения дипольных магнитных полей порядка $B \sim 10^{12}$ Гс.

Ниже рассмотрим механизм генерации магнитного поля нейтронной звезды сверхтекучими протонными токами [115, 116]. Этот механизм обусловлен эффектом увлечения сверхтекучих протонов сверхтекучими нейтронами и приводит к возникновению магнитных полей порядка $B \sim 10^{12}$ Гс.

4.1. Уравнение Лондонов для сверхтекучего раствора. Рассмотрим сверхтекучее ядро вращающейся нейтронной звезды, в которой сверхтекучая нейтронная жидкость образует решетку квантованных вихрей, а заряженная компонента, жестко связанная с корой посредством магнитного поля, вращается твердотельно со скоростью $\mathbf{v}_n = [\vec{\Omega}\mathbf{r}]$.

Используя определение (3.6), можно записать электрический ток сверхтекучих протонов в следующем виде:

$$\mathbf{j}_e = \frac{e}{m_1}(\rho_{11}\mathbf{v}_1 + \rho_{12}\mathbf{v}_2) = \mathbf{j}_{11} + \mathbf{j}_{12}; \tag{4.1}$$

здесь $\rho_{11} + \rho_{12} = \rho_1$, $\rho_{22} + \rho_{12} = \rho_2$, где ρ_1 и ρ_2 — соответственно плотности масс протонов и нейтронов, плотности $\rho_{11}, \rho_{12}, \rho_{22}$ определяются формулами (3.10).

Определим коэффициент увлечения $k = (m_1^* - m_1)/m_1 = \rho_{12}/\rho_{11}$. В условиях нейтронных звезд $k = -0{,}5$. В уравнении (4.1) $\mathbf{j}_{11}$ представляет собой обычный мейсснеровский ток протонов, а $\mathbf{j}_{12}$ — ток увлечения.

Магнитное поле, рождаемое токами увлечения, может быть определено из уравнения Максвелла

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\,\mathbf{j}_{12}. \tag{4.2}$$

Наличие неувлеченных сверхтекучих протонов приводит к отличию напряженности магнитного поля **H** от магнитной индукции **B**, которая определяется из уравнения

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}(\mathbf{j}_{11} + \mathbf{j}_{12}). \tag{4.3}$$

Подставляя (4.1) в (4.3) и учитывая, что [104]

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{v}_1 = -\frac{e}{m_1 c}\mathbf{B} + \varkappa_1\mathbf{i}_1\sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \tag{4.4}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{v}_2 = \varkappa_2\mathbf{i}_2\sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j),$$

получаем

$$\mathbf{B} + \lambda^2 \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = \Phi_0 \mathbf{i}_1 \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + \Phi_1 \mathbf{i}_2 \sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \tag{4.5}$$

где кванты потока Φ_0 и Φ_1 и глубина проникновения магнитного поля λ определяются следующим образом:

$$\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e}, \quad \Phi_1 = \frac{m_1\rho_{12}}{m_2\rho_{12}}\Phi_0, \quad \lambda^2 = \frac{m_1^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_{11}}. \tag{4.6}$$

Для учета вращения в (4.5) нужно ввести $\mathbf{B}' = \mathbf{B} + 2m_1 c\vec{\Omega}/e$ [117, 118].

Здесь $\mathbf{i}_1$ и $\mathbf{i}_2$ — единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихревых нитей, $\mathbf{r}_i$ и $\mathbf{r}_j$ — соответственно радиусы-векторы центров нитей, $\varkappa_1 = \pi\hbar/m_1$ — квант циркуляции протонов. Таким образом, мы имеем уравнение Лондонов с возможными двумя отличными друг от друга областями вихрей.

4.2. Свободная энергия двухкомпонентной системы. Для того чтобы определить, какие вихревые структуры образуются в системе, — только нейтронные, только протонные или обе вместе, необходимо выяснить, который случай энергетически наиболее выгоден. Для этого запишем свободную энергию этой системы

$$F = \frac{1}{2}\int(\rho_{11}\mathbf{v}_1^2 + 2\rho_{12}\mathbf{v}_1\mathbf{v}_2 + \rho_{22}\mathbf{v}_2^2 + \rho^{(n)}\mathbf{v}_n^2)\mathrm{d}V + \frac{1}{8\pi}\int \mathbf{B}^2 \mathrm{d}V - \mathbf{M}\vec{\Omega}, \tag{4.7}$$

где $\rho^{(n)} = \rho - \rho_1 - \rho_2$ — плотность нормального компонента, ρ — полная плотность жидкости, $\mathbf{M}$ — момент импульса жидкости

$$\mathbf{M} = \int [\mathbf{r}(\mathbf{j} + \rho^{(n)}\mathbf{v}_n)]\mathrm{d}V, \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2;$$

здесь скорость $\mathbf{v}_1$ определяется из уравнения

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}(\mathbf{j}_{11} + \mathbf{j}_{12} - \frac{e}{m_1}\cdot\rho_1\mathbf{v}_n). \tag{4.8}$$

Подставляя $\mathbf{v}_1$ в (4.7), получаем

$$F = \frac{1}{8\pi}\cdot\int\{\mathbf{B}^2 + \lambda^2(\mathrm{rot}\,\mathbf{B})^2\}\mathrm{d}V + \frac{1}{2}\cdot\int\rho'_{22}\{\mathbf{v}_2 - [\vec{\Omega}\mathbf{r}]\}^2\mathrm{d}V - \\ - \frac{1}{2}\cdot\int\rho[\vec{\Omega}\mathbf{r}]^2\mathrm{d}V, \tag{4.9}$$

где $\rho'_{22} = \rho_{22} - \rho_{12}^2/\rho_{11}$. Выражение (4.9) может быть использовано для нахождения средних значений $\mathbf{v}_2$ и $\mathbf{B}$. Среднее значение $\mathbf{v}_2(\mathbf{r})$ связано со средней плотностью нейтронных вихрей $N_2(\mathbf{r})$ и определяется из минимизации свободной энергии

$$F_1 = F + \int N_2(r) F_{1\text{B}} \mathrm{d}V, \tag{4.10}$$

где $F_{1\text{B}}$ — энергия одного нейтронного вихря. Усреднение проводится на расстояниях гораздо больших размеров нейтронных вихрей.

С другой стороны, среднее значение вектора $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ зависит от плотности $N_1(\mathbf{r})$ протонных вихрей и определяется минимизацией потенциала Гиббса:

$$F_2 = F - \frac{1}{4\pi}\int \mathbf{H}(\mathbf{r})\mathbf{B}(\mathbf{r})\mathrm{d}V, \tag{4.11}$$

где $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ — напряженность магнитного поля, созданного заданными токами увлечения. При определении $N_1(\mathbf{r})$усреднение проводится на расстояниях гораздо больших размеров протонных вихрей. Если b и λ — соответственно размеры нейтронных и протонных вихрей, тогда b всегда значительно больше λ. Это означает, что можно ввести понятие средней плотности протонных вихрей даже на размерах одного нейтронного вихря.

4.3. Среднее значение $\mathbf{v}_2(\mathbf{r})$ или $N_2(\mathbf{r})$. Предположим, что звезда вращается с угловой скоростью Ω. Из уравнения (4.9) находим $F_{1\text{B}}$

$$F_{1\text{B}} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2)^2 \ln\left(\frac{\lambda}{\xi_1}\right) + \rho'_{22}\frac{\varkappa_2^2}{4\pi}\ln\left(\frac{b}{\xi_2}\right) - \\ - \frac{1}{2}\rho'_{22}\varkappa_2\Omega(b^2 - \xi_2^2). \tag{4.12}$$

Здесь ξ_1 — длина когерентности протонов. Первое слагаемое — магнитная энергия нейтронной вихревой нити на единицу длины. Из уравнения (4.12) можно найти критическую угловую скорость Ω_{c1}. Полученное значение этой величины существенно не отличается от значения, определяемого формулой (2.9) в отсутствие увлечения. Поэтому сделанный в разделе 2 вывод о существовании довольно плотной решетки нейтронных вихревых нитей остается в силе.

Минимизируя F_1, получаем для среднего значения функции $\bar{\mathbf{v}}_2(\mathbf{r})$ простое решение $\bar{\mathbf{v}}_2(\mathbf{r}) = [\vec{\Omega}\mathbf{r}]$. Это означает, что основная часть npe-фазы — нейтроны вращаются твердотельно с угловой скоростью Ω и плотностью N_2, определяемой формулой (2.3).

Таким образом, взаимодействие нейтронов и протонов не изменяет усредненную сверхтекучую скорость нейтронов или плотность нейтронной вихревой решетки по сравнению с их значениями в случае однокомпонентной вращающейся сверхтекучей жидкости. В отсутствие протонных вихрей магнитная индукция B может быть определена из уравнения (4.5) и имеет вид

$$\mathbf{B} = -\frac{2m_1 c}{e}\vec{\Omega} + \Phi_1 \mathbf{i}_1 \sum_j K_0\left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|}{\lambda}\right). \tag{4.13}$$

Расчеты показывают, что $B \sim 2\cdot 10^{-4}$ Гс.

Итак, средняя магнитная индукция почти равна нулю. Вращение создает плотную сеть нейтронных вихрей, и локальное магнитное поле, созданное токами увлечения нейтронной вихревой нити, почти полностью компенсируется мейсснеровскими токами протонов. Однако такая ситуация реализуется только тогда, когда локальное поле вокруг нейтронного вихря ниже критического поля H_{c1}, необходимого для создания протонного вихря. Как видно из дальнейшего, это не всегда так, и возможно наличие сверхплотной сети протонных вихрей, окружающих нейтронную нить, что ведет к увеличению средней магнитной индукции нейтронной звезды.

4.4. Среднее значение $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ или $N_1(\mathbf{r})$. Причиной возникновения протонных вихревых нитей, которое сопровождается переходом части плотности неувлеченных протонов в нормальное состояние, могут быть сильные локальные поля вокруг нейтронного вихря. Это поле создается током "увлечения" протонов. Решая уравнения (4.2) вблизи нейтронного вихря, получим:

$$H(r) = \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2}\cdot \ln\left(\frac{b}{r}\right), \tag{4.14}$$

где r — расстояние точки наблюдения от центра нити. Протонные вихри могут возникать внутри окружности радиусом r_1, который определяется из условия $H(r) = H_{c1}$. Хорошо известно, что

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda^2}\cdot \ln\left(\frac{\lambda}{\xi_1}\right). \tag{4.15}$$

Подставляя $H = H_{c1}$ и $r = r_1$ в (4.14), получаем

$$r_1 = b\left(\frac{\lambda}{\xi_1}\right)^{-1/3|k|}. \tag{4.16}$$

Как видно из (4.16), размеры области, где возникают протонные вихри, довольно сильно зависят от коэффициента увлечения k. В области, где возникают протонные вихри $H > H_{c1}$, поле H приводит к появлению системы таких вихрей с потоком $\mathbf{\Phi}_0$. Следовательно, в равновесном состоянии минимальной будет свободная энергия Гиббса протонной вихревой структуры. Принимая во внимание, что в области с радиусом r_1 плотность протонных вихрей достаточно высока, $r_1 \gg \lambda$, и максимальное значение напряженности поля в центре нейтронного вихря удовлетворяет условию $H_{c1} \le H(\xi_1) < H_{c2}$, можно ввести непрерывную плотность распределения протонных вихрей $N_1(\mathbf{r})$ для отдельного нейтронного вихря. Запишем свободную энергию Гиббса системы протонных вихревых нитей в следующем виде:

$$G = \int N_1(\mathbf{r})\varepsilon \mathrm{d}V + 2\left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\right)^2 \int N_1(\mathbf{r})N_1(\mathbf{r}')K_0\left(\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{\lambda}\right)\mathrm{d}V\mathrm{d}V' -$$

$$- \frac{1}{4\pi}\int \mathbf{H}(\mathbf{r})\mathbf{B}(\mathbf{r})\mathrm{d}V, \qquad (4.17)$$

где

$$\varepsilon = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\right)^2 \ln\left(\frac{\lambda}{\xi_1}\right), \qquad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2}\mathbf{i}_1 \int N_1(\mathbf{r}')K_0\left(\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{\lambda}\right)\mathrm{d}V'. \qquad (4.18)$$

За начало отсчета потенциала Гиббса принято его значение в отсутствие протонных вихрей $N_1(\mathbf{r}) = 0$. Варьируя (4.17) по δN_1, мы находим равновесную плотность

$$N_1(r) = \frac{H(r) - H_{c1}}{\Phi_0}. \qquad (4.19)$$

Зная $N_1(r)$, можно найти среднюю индукцию $\bar{\mathbf{B}}$, усредненную по всей npe-фазе нейтронной звезды:

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{i}_1}{\pi b^2}\int \Phi_0 N_1(r)\cdot 2\pi r\,\mathrm{d}r = \mathbf{i}_1 \frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\left(\frac{\lambda}{\xi_1}\right)^{-2/3|k|}. \qquad (4.20)$$

Для магнитного момента $\mathbf{M}_m$ нейтронной звезды получаем следующее выражение:

$$\mathbf{M}_m = \frac{4}{3}\pi R_1^3 \bar{\mathbf{B}}\cdot\frac{3}{8\pi} = \frac{\pi R_1^3 \bar{\mathbf{B}}}{2}. \qquad (4.21)$$

Коэффициент $3/8\pi$ возникает потому, что в равномерно намагниченном шаре намагниченность $\mu = 3\bar{\mathbf{B}}/8\pi$. Используя обычные значения $\xi_1 = 10^{-12}$см и $\lambda = 10^{-11}$ см, получаем $|\bar{\mathbf{B}}| \sim 10^{12}$ Гс и $|\bar{\mathbf{B}}| \sim 10^{14}$ Гс в нейтронной звезде и вблизи нейтронного вихря соответственно. Магнитные моменты имеют значения порядка 10^{30}Гс·см^3.

4.5. Дипольное поле вихревой решетки. В разделе 2.3 мы показали, что в сферической звезде нейтронные вихревые нити в основном массиве пре-фазы параллельны оси вращения и только в непосредственной близости от поверхности искривляются и выходят наружу в перпендикулярном направлении. Однако в этом рассмотрении не учитывался эффект "увлечения". С учетом этого эффекта получается то же уравнение (2.6) для формы вихря и то же выражение для смещения нити $\Delta\rho$ (2.8), где только изменяется выражение (2.7) функции $\varepsilon(\Omega)$ [119]. Однако это изменение, обусловленное "магнитной" энергией нейтронного вихря, незначительно. Следовательно, сделанный выше вывод о форме вихрей остается в силе. Такую же форму должны

иметь силовые линии напряженности и индукции магнитного поля, генерируемые увлеченными протонами. Следовательно, силовые линии пересекают поверхность npe-фазы в радиальном направлении. Размеры области, где магнитная индукция отлична от нуля, для рассмотренных нами моделей порядка 10^{-4} — 10^{-5}см, что гораздо меньше расстояний между вихрями и тем более характерных размеров звезды. Поэтому при вычислении внешнего магнитного поля вдали от поверхности npe-фазы можно с хорошей точностью считать поле на ее поверхности сосредоточенным в точках соприкосновения осей нейтронных вихрей с поверхностью. Обозначим сферические координаты этих точек φ_j, θ_j и $\varphi_j, \pi-\theta_j$. Тогда в пределе $r_1 \le b \le R_1$ радиальный компонент B_r индукции, созданный вихрями на поверхности шара, можно представить в виде

$$B_r|_\Sigma = \frac{\Phi_0}{R_1^2} \sum_{\theta_j,\varphi_j} [\delta(\varphi - \varphi_j)\delta(\cos\theta - \cos\theta_j) - \\ - \delta(\varphi - \varphi_j)\delta(\cos\theta - \cos(\theta_j - \pi))]; \tag{4.22}$$

здесь суммирование по φ_j и θ_j ведется в пределах $0 < \varphi_j \le 2\pi$, $0 < \theta_j \le \pi/2$.

Используя условие полноты для сферических функций, представим (4.22) в виде

$$B_r|_\Sigma = \frac{\Phi_0}{R_1^2} \sum_{\theta_j,\varphi_j} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} Y_{lm}(\theta, \varphi)\left(Y_{lm}(\theta_j, \varphi_j) - Y^*_{lm}(\theta_j - \pi, \varphi_j)\right). \tag{4.23}$$

Индукция вне звезды удовлетворяет уравнениям Максвелла в вакууме и может быть записана $B_c = -\mathrm{grad}\,\psi$. Соответствующее условию (4.23) выражение для скалярного потенциала $\psi(r, \theta, \varphi)$ имеет вид

$$\psi(r, \theta, \varphi) = \\ = \frac{\Phi_0}{R_1^2} \sum_{\theta_j,\varphi_j} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} \frac{R_1^{l+2}}{l+1} Y_{lm}(\theta, \varphi)\left(Y_{lm}(\theta_j, \varphi_j) - Y^*_{lm}(\theta_j - \pi, \varphi_j)\right). \tag{4.24}$$

Определенный отсюда компонент $B_r(r, \theta, \varphi)$ при $r = R_1$ совпадает с выражением (4.23). Перейдем в (4.24) от суммирования к интегрированию, используя следующее правило:

$$\sum_{\theta_j,\varphi_j} \to \int \frac{R_1^2}{b^2} \cos\theta \, d\Omega. \tag{4.25}$$

При выводе соотношения (4.25) учитывалось, что число dN нейтронных вихрей, выходящих нормально на поверхность в телесном угле $d\Omega$, равно $dN = R_1^2 \cos\theta \, d\Omega / b^2$. При получении этого выражения учитывалось условие

постоянства плотности нейтронных вихрей на экваториальной плоскости звезды. Произведя интегрирование в (4.24) с учетом (4.25), получим для скалярного потенциала ψ магнитного поля следующее выражение [119]:

$$\psi(r, \theta) = \frac{\mu V \cos\theta}{r^2}; \tag{4.26}$$

здесь $V = 4\pi R_1^3/3$ — объем звезды, μ — удельный магнитный момент (намагниченность) звезды. Таким образом, магнитное поле звезды имеет дипольный характер. Принципиальным для получения такого простого результата явились предположения о нормальном выходе нитей на поверхность и о постоянной плотности распределения нитей внутри звезды.

Рассмотрим теперь вопрос о том, может ли магнитное поле, индуцированное в npe-фазе, проникнуть в ядро нейтронной звезды, содержащее сверхпроводящий пионный конденсат. Для этого исследуем магнитную структуру пионного конденсата. Запишем плотность полной энергии сверхпроводящего состояния системы в σ-модели [53] во внешнем магнитном поле H в виде [120]

$$\varepsilon_s(n, \theta, H) = \frac{3(3\pi^2)^{2/3} n^{5/3}}{10M} + \frac{1}{2}\cdot f_\pi^2(\mathbf{K}^2 - \mu_\pi^2)\sin^2\theta + f_\pi^2 m_\pi^2(1 - \cos\theta) +$$

$$+ m\cdot n + \frac{n}{2}\{\mu_\pi - [(\mu_\pi \cos\theta)^2 + (g_A \mathbf{K} \sin\theta)^2]^{1/2}\} + \mathbf{H}^2, \tag{4.27}$$

где n и m — соответственно плотность и масса нуклонов, μ_π и m_π —химический потенциал и масса π^--мезонов, $f_\pi = 0{,}675 m_\pi$ — константа распада пиона, θ — угол кирального вращения, $g_A = 1{,}36$ — аксиальная константа слабого взаимодействия, $\mathbf{K} = \mathbf{k} - e\mathbf{A}(r)$, где $\mathbf{k}$ — постоянный импульс пионного конденсата. Здесь и в дальнейшем используется система единиц $\hbar = c = m_\pi = 1$, $e^2/4\pi = 1/137$. Отметим, что протоны и нейтроны в π-конденсатном ядре находятся в нормальном состоянии и заполняют одну и ту же ферми-сферу.

Сверхпроводящий пионный ток определяется следующим образом [120]:

$$\mathbf{j}_\pi = -\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial \mathbf{A}} = e f_\pi^2 \sin^2\theta \cdot \mathbf{K} - \frac{e n g_A^2 \sin^2\theta \cdot \mathbf{K}}{2[(\mu_\pi \cos\theta)^2 + (g_A \mathbf{K} \sin\theta)^2]^{1/2}}. \tag{4.28}$$

Первое слагаемое в (4.28) представляет собой чисто мезонный вклад в ток, обусловленный конденсатом π^--мезонов, а второе — "нуклонный" вклад, обусловленный токами π_s^+-мезонов и протонов. Положив в (4.28) $\theta = \pi/2$, получим выражение тока для развитого конденсата

$$\mathbf{j}_\pi = e f_\pi^2 \mathbf{K} - e n g_A \mathbf{K}/2|\mathbf{K}|. \tag{4.29}$$

Заметим, что при $\theta = \pi/2$ плотность заряда нуклонной подсистемы в терминах

"голых" частиц равна $-en/2$ [53], следовательно, скорость движения заряженной нуклонной материи равна $g_A\mathbf{K}/|\mathbf{K}|$.

Далее, используя уравнение Максвелла, уравнение непрерывности и условие $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$, получим уравнение Лондонов [120]

$$\mathbf{B} + \lambda_\pi^2 \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{B} = 0, \tag{4.30}$$

где $\lambda_\pi = (1/e^2 f_\pi^2)^{1/2}$ — глубина проникновения магнитного поля. Таким образом, в веществе ядра нейтронной звезды при $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ имеет место эффект Мейсснера. При такой геометрии расположения векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{B}$ внешнее магнитное поле проникает в ядро в виде ламинарной структуры [121], представляющей собой периодически расположенные нормальные плоские (плоскость $\mathbf{k}$, $\mathbf{B}$) слои шириной ξ_π, между которыми расположены сверхпроводящие области.

Для выяснения вопроса о создании вышеуказанной структуры мы должны оценить как критическое поле H_c и нижнее критическое поле создания нитевидной структуры H_{c1} [122], так и H'_{c1} — нижнее критическое поле для ламинарной структуры. Для H_c и H_{c1} имеем [83]:

$$H_c(\theta = \pi/2) = \left[\frac{n^2(g_A^2 - 1)}{4f_\pi^2} - 2f_\pi^2\right]^{1/2}, \tag{4.31}$$

$$H_{c1}(\theta = \pi/2) = \frac{1}{2}\, ef_\pi^2 \ln(n^3/8ef_\pi^2).$$

Нижнее критическое поле возникновения ламинарной структуры определяется следующим образом [120]:

$$H'_{c1}(\theta = \pi/2) = \frac{H_c(\theta = \pi/2)}{(\delta(\theta = \pi/2))^{1/2}} = \left[\frac{2ef_\pi^5}{n}\cdot\left(g_A^2 - 1 - \frac{8f_\pi^4}{n^2}\right)\right]^{1/2}, \tag{4.32}$$

где $\delta = n^3/8ef_\pi^7$ — параметр Гинзбурга—Ландау пионного конденсата в случае предельного конденсатного поля,

Как видно из (4.31) и (4.32), при увеличении $n(n \gg n_{c1})$ критические поля H_c и H_{c1} увеличиваются, причем H_c растет линейно, а H_{c1} — логарифмически, тогда как H'_{c1} уменьшается обратно пропорционально $n^{1/2}$. Это означает, что при больших плотностях магнитное поле проникает в ядро с структурой ламинарного состояния.

Рассмотрим общий случай, когда $\theta = \theta_0$. Тогда, используя уравнение непрерывности, условие $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ и то обстоятельство, что большая часть π-конденсата находится в однородном сверхпроводящем состоянии с углом $\theta = \theta_0$ и $\mathbf{A}(r) = 0$, получаем уравнение Лондонов [120], с значением λ_π, равным

$$\lambda_\pi = \left(e^2 f_\pi^2 \sin^2\theta_0 \left[1 - \frac{\cos^2\theta_0 [1 + (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0]}{\{\cos^2\theta_0 + \sin^2\theta_0 [g_A^4 - (g_A^2 - 1)^2 \cos^2\theta_0]\}^{3/2}}\right]\right)^{-1/2}. \quad (4.33)$$

В случае развитого конденсата второе слагаемое в квадратных скобках обращается в нуль, и для λ_π имеем полученный выше результат. В случае $\theta_0 \to 0$, $\lambda_\pi \to \infty$, то есть вещество переходит в нормальное состояние.

Равновесное значение угла θ_0 и критическая плотность возникновения конденсата n_{c1} определяются следующими соотношениями [83]:

$$\left(\frac{n}{n_{c1}}\right)^2 \cos\theta_0 = [1 + (g_A^2 - 1)\sin^2\theta_0]^2,$$
$$n_{c1} = \frac{2f_\pi^2}{g_A (g_A^2 - 1)^{1/2}}. \quad (4.34)$$

Выражения для H_c, H_{c1} и H'_{c1} в общем случае приведены в работе [20]. Хотя эти выражения в данном случае также изменяются, но зависимость от плотности нуклонов при больших n остается такой же, как в случае развитого конденсата.

Таким образом, в рамках σ-модели пионный конденсат является сверхпроводником II рода, в котором всегда реализуется ламинарная структура смешанного состояния. Отметим, что результат работы [84] и данное рассмотрение находится в противоречии с результатом работы [83], в которой была допущена неточность при оценке структуры конденсата.

5. Скачки периодов вращения пульсаров

По мере накопления наблюдательных данных стало ясно, что большие скачки периодов пульсаров с последующей их медленной релаксацией являются общим свойством пульсаров и, несмотря на различие в их величинах, имеют одинаковую природу. Качественно правильное описание явления скачков можно получить уже в рамках простой двухкомпонентной модели пульсара [123]. Суть ее заключается в том, что пульсар состоит из нормального и сверхтекучего компонентов, которые слабо взаимосвязаны [69]. В процессе эволюции нейтронная звезда теряет энергию и момент количества движения, вследствие чего ее угловая скорость вращения Ω медленно уменьшается. Если одному из компонентов звезды по определенным причинам не удается перестроиться в соответствии с равновесным состоянием системы — изменяющимся с Ω, то в системе возникает неустойчивое состояние. Тогда нормальный компонент нейтронной звезды может внезапно претерпеть изменение момента инерции I_c, что и приведет к резкому скачку $(\Delta\Omega)_0$ в угловой скорости вращения:

$$\frac{\Delta I_c}{I_c} = -\frac{(\Delta\Omega)_0}{\Omega_0}. \quad (5.1)$$

Второй компонент — сверхтекучую нейтронную жидкость — это изменение первоначально не затрагивает, и он сохраняет угловую скорость вращения. Затем сверхтекучий и нормальный компоненты начинают взаимодействовать посредством сил трения и постепенно, через промежуток времени τ, начинают вращаться синхронно. Малая сила трения возникает между электронами и нормальными нейтронами, заключенными в нормальных сердцевинах вихрей. Поведение угловой скорости вращения пульсаров после скачка хорошо описывается выражением

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + (\Delta\Omega)_0(Qe^{-t/\tau} + 1 - Q), \tag{5.2}$$

которое называют функцией сбоя [28]; здесь $\Omega_0(t)$ — значение Ω в момент t, полученное путем экстраполяции в предположении отсутствия скачка $(\Delta\Omega)_0$ в момент времени $t = 0$, а параметры Q и τ получаются из наблюдений. Окончательное изменение угловой скорости равно $(1 - Q)(\Delta\Omega)_0$ и связано с полным моментом инерции I следующим соотношением:

$$\frac{\Delta I_c}{I} = -\frac{(\Delta\Omega)_0}{\Omega_0}\cdot(1 - Q). \tag{5.3}$$

Из формул (5.1) и (5.2) следует, что Q есть отношение момента инерции сверхтекучего компонента к полному моменту.

Если вышеприведенное объяснение поведения пульсара после скачка общепризнано, то относительно причин возникновения неустойчивости, приводящей к скачку, и механизмов передачи момента количества движения нормальному компоненту, выдвигались несколько гипотез. Предлагались объяснения, основанные на магнитосферных неустойчивостях [124, 125], неустойчивости в движении вихрей [126], внезапном высвобождении частиц, удерживаемых в областях с замкнутыми силовыми линиями [127], резком повышении внутренней температуры звезды [128]. Однако все эти гипотезы сталкиваются с определенными трудностями и могут объяснить только часть известных фактов. Изначально привлекательной теорией являлась теория звездотрясений [129], суть которой в следующем. Равновесная форма нейтронной звезды отвечает определенной сплющенности на полюсах из-за ее вращения. С уменьшением Ω, равновесная форма звезды изменяется — уменьшается ее эксцентриситет. Так как твердая оболочка не может равномерно следовать изменению равновесной конфигурации, то возникает неустойчивость. Когда несоответствие формы нейтронной звезды и ее равновесной конфигурации достигает критического значения, оболочка растрескивается, и внезапное уменьшение момента инерции звезды приводит к скачку в угловой скорости вращения. Однако в рамках этой теории невозможно объяснить большие значения скачков и интервалы между ними для пульсара PSR 0833—45 в созвездии Парусов.

Иной путь к пониманию скачков пульсаров связан с динамикой вихревых нитей, возникающих в сверхтекучих областях звезды. Здесь существенно то, что определенная часть сверхтекучей жидкости может находиться вне равновесия и вращаться дифференциально по отношению к остальным компонентам звезды. Это возможно из-за пиннинга (прикрепления) нейтронных вихрей к ядрам во внутренней коре (Aen-фазе) нейтронной звезды [130]. Нейтронная сверхтекучая жидкость в ядре (npe-фазе) звезды предполагается

жестко связанной с корой и единственно свободной компонентой нейтронной звезды остается сверхтекучая нейтронная жидкость в Aen-фазе звезды. Она содержит всего несколько процентов момента инерции звезды и ответственна за большие характерные времена релаксации. Так как электроны в пре-фазе жестко связаны с корой, то для реальности такого утверждения необходима такая же связь электронов со сверхтекучей нейтронной жидкостью в ядре звезды. Рассмотрению этой связи посвящен следующий параграф.

5.1. Релаксация электронов на вихревых нитях в пре-фазе. Связь электронов со сверхтекучей нейтронной жидкостью в пре-фазе осуществляется рассеянием нормальных электронов на нормальных сердцевинах нейтронных вихревых нитей. Характеристическое время этого рассеяния выражается через параметры сверхтекучих нейтронов следующим образом [71]:

$$\tau_c = \frac{2{,}94\cdot 10^5 x^{2/3} p\Delta_2}{k_{2F}T_8}\exp\left(\frac{4{,}41\Delta_2^2}{k_{2F}^2 T_8}\right), \tag{5.4}$$

где x — отношение плотности электронов к плотности нейтронов, Δ_2 — энергетическая щель, измеренная в МэВ, волновое число нейтронов k_{2F} измеряется в фм$^{-1}$, период вращения p — в секундах. Здесь T_8 — приведенная температура, $T_8 = 10^{-8}T$. Сильная зависимость τ_c от температуры и энергетической щели объясняется тем, что вероятность существования нейтронного возбуждения, на котором рассеиваются электроны, пропорциональна $\exp(-\Delta_2/E_{2F}k_B T)$. Значение τ_c изменяется от нескольких лет при $T_8 = 0{,}1$ до нескольких часов при $T_8 = 1$ для значения плотности $\rho_0' = 4{,}5\cdot 10^{14}$ г/см^3.

В работе [131] рассматривалась релаксация нормальных электронов в ядре звезды на нейтронных вихревых нитях, возникших из-за $^3P_2$-спаривания нейтронов. Рассмотрение вихревых решений [132, 133] уравнений Гинзбурга—Ландау показало, что в $^3P_2$-состоянии нейтронные вихревые нити обладают постоянной намагниченностью $M_0 = -1{,}2\cdot 10^{11}$Гс [131]. Характеристическое время τ_g этого рассеяния равно

$$\tau_g = \frac{1{,}26\cdot 10^8 k_{2F} x^{2/3} p}{\Delta_2}. \tag{5.5}$$

Время рассеяния электронов на нейтронных вихрях со спонтанным магнитным моментом зависит от Δ_2 и T: $\tau_g \sim \Delta_2^{-1}(T)$. Значение τ_g при той же плотности $\rho_0' = 4{,}5\cdot 10^{14}$г/см^3 порядка одного года.

Время рассеяния электронов τ_v магнитными полями нейтронных вихрей вычислено в [134]. Эти поля возникают из-за эффекта увлечения [97]. Поле отдельного вихря описывается следующим уравнением:

$$\mathbf{B} + \lambda^2 \mathrm{rot}\ \mathrm{rot}\ \mathbf{B} = \frac{\Phi_1}{\pi\xi_2^2}\cdot \mathbf{i}_2\theta(\xi_2 - \rho), \tag{5.6}$$

где $\theta(\xi_2 - \rho)$ — функция Хевисайда. В уравнении (5.6) учтено, что нормальная сердцевина нейтронного вихря, которая вносит существенный вклад в рассеяние, имеет конечный радиус ξ_2. Время рассеяния выражается следующим образом [134]:

$$\tau_{\mathrm{v}}^{-1} = 11{,}5p^{-1}\left(\frac{m_1^* - m_1}{m_1}\right)^2 \frac{\beta}{\alpha}\cdot(1 - g(\beta)), \tag{5.7}$$

где выражение коэффициента $g(\beta)$ приведено в [134], а коэффициенты α и β равны

$$\alpha = 3{,}85x^{1/3}\rho_{14}^{2/3}\frac{m_2}{m_2^*}\Delta_2^{-1}, \quad \beta = 0{,}54x^{1/2}\rho_{14}^{5/6}\left(\frac{m_1}{m_1^*}\right)^{1/2}\frac{m_2}{m_2^*}\Delta_2^{-1}; \tag{5.8}$$

здесь $\rho_{14} = 10^{-14}\rho$. Значение τ_{v} для данной плотности ρ_0' порядка одной секунды. Однако вокруг каждой нейтронной нити возникает плотный пучок протонных нитей [116], которые, как мы покажем ниже, связаны с нейтронными нитями посредством электромагнитного взаимодействия. Поэтому нужно вычислить время рассеяния электронов τ_{ef} на этих протонных вихрях.

Учитывая конечный радиус сердцевины протонной вихревой нити, получаем для времени рассеяния следующее выражение [135]:

$$\tau_{\mathrm{eff}}^{-1} = \frac{(\pi/3)}{32}\cdot k_{\mathrm{e}}c\left(\frac{e^2k_e}{m_1c^2}\right)^{3/2}\frac{k}{(1+k)^{3/2}}\left(\frac{\xi_1}{\lambda}\right)^{2/3|k|}. \tag{5.9}$$

Здесь k_e — электронный волновой вектор, k — коэффициент увлечения. Полученные нами времена рассеяния τ_{eff} намного меньше остальных и существенно зависят от плотности npe-фазы, уменьшаясь с увеличением плотности. Так, для плотности $\rho = 2\cdot 10^{14}$ г/см^3 характеристическое время $\tau_{\mathrm{eff}} = 10^{-14}$ с, а для плотности $\rho_0' = 4{,}5\cdot 10^{14}$ г/см^3 время $\tau_{\mathrm{eff}} = 10^{-15}$ с. Эти времена свидетельствуют о весьма жесткой связи электронов с протонными вихрями. Последние связаны с нейтронными вихрями посредством электромагнитного взаимодействия.

Используя уравнение Максвелла, получим для возмущения магнитного поля $\delta\mathbf{B}$, обусловленного скачком угловой скорости $(\Delta\vec{\Omega})_0$ в начальный момент времени $t = 0$, следующее уравнение:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\delta\mathbf{B}}{\partial t^2} - \Delta\delta\mathbf{B} + \frac{1}{\lambda^2}\delta\mathbf{B} = -\frac{8\pi\rho_1 e}{m_1 c}\theta(t)(\Delta\vec{\Omega})_0. \tag{5.10}$$

Из уравнения (5.10) видно, что возмущение магнитного поля распространяется со скоростью света. Поскольку протонные вихри связаны с нейтронными вихрями посредством магнитного поля, то время релаксации скорости нейтронного вихря относительно окружающих его протонных вихрей будет порядка $r_1/c \sim 10^{-14}$с, т.е. оно сопоставимо со временем релаксации скорости электронов относительно протонных вихрей. Следовательно, все вещество npe-фазы можно считать вращающимися твердотельно, так как наибольшее время релаксации порядка $R_1/c \sim 10^{-4}$ с. Нормальные же электроны связывают кору с npe-фазой с характерными временами порядка 1 с [136].

Таким образом, причину долгих времен релаксации угловой скорости вращения пульсаров после скачка следует искать вне ядра нейтронных звезд.

5.2. Динамика нейтронных вихрей и скачки периодов пульсаров. Как уже отмечалось, наиболее перспективные модели, объясняющие большие скачки периодов пульсаров и последующую их медленную релаксацию, основаны на динамике нейтронных вихрей. Причем за медленную релаксацию ответственна лишь малая часть сверхтекучей жидкости — нейтронная сверхтекучая жидкость в Aen-фазе нейтронной звезды.

Уравнения, описывающие динамику вихревой решетки и ее отклик на внезапное изменение угловой скорости вращения контейнера, были получены в работе [137]. Без уточнения природы взаимодействия между нормальной и сверхтекучими компонентами было показано, что за начальным скачком угловой скорости вращения нормальной части системы следует экспоненциальный процесс выравнивания начальной неравновесности.

Рассмотрим равновесную ситуацию, когда звезда вращается с угловой скоростью Ω_c. Угловая скорость вращения сверхтекучей жидкости Ω_s определяется распределением вихрей с постоянной плотностью N_2 (2.3).

При изменении скорости вращения звезды Ω_c возникаетдвижениевихрей относительно нормальной компоненты в радиальном направлении. Это движение происходит таким образом, чтобы сверхтекучая компонента пришла в состояние синхронного вращения с нормальной компонентой, путем увеличения (если $\dot{\Omega}_c > 0$) или уменьшения ($\dot{\Omega}_c < 0$) плотности вихрей. В первом случае вихри движутся радиально к оси вращения, во втором — к поверхности звезды. Скорость изменения угловой скорости вращения Ω_s связана со скоростью движения вихрей v_r по формуле [138]:

$$\Omega_s = -\frac{\varkappa_2 N_2 v_r}{r} = -\left(2\Omega(r) + r\frac{\partial\Omega(r)}{\partial r}\right)\frac{v_r}{r}, \tag{5.11}$$

где r — расстояние от оси вращения звезды. Здесь использовано условие сохранения числа вихрей: $\partial N_2/\partial t + \operatorname{div}(N_2 v_r) = 0$. Таким образом, вековое увеличение периода вращения пульсара будет сопровождаться движением вихрей радиально к поверхности нейтронной звезды. Это движение тем самым будет замедлять вращение сверхтекучей компоненты в соответствии с уменьшением скорости вращения коры. Однако в Aen-фазе возможен пиннинг нейтронных

вихрей к ядрам, который будет предотвращать замедление сверхтекучей компоненты в Aen-фазе: она будет вращаться быстрее нормальной компоненты. Таким образом, возникает разность скоростей между сверхтекучей и нормальной компонентами, которая ведет к неустойчивости системы. Именно энергия и момент количества движения дифференциально вращающейся сверхтекучей компоненты и служат источником возникновения скачков периодов пульсаров. Пиннинг нейтронных вихрей к ядрам в Aen-фазе зависит от параметров ядер и энергетической щели нейтронной сверхтекучей жидкости как в ядрах, так и вне их. Поскольку величина энергетической щели зависит от плотности вещества, меняясь в Aen-фазе в пределах 0,1 — 1 МэВ, то энергия пиннинга также различна для разных областей звезды: в некоторых областях вихревые нити жестко прикреплены к коре, в других же пиннинг гораздо слабее или вообще отсутствует. Прикрепление нейтронных вихрей к ядрам энергетически выгодно, если тем самым уменьшается энергия, необходимая для создания их нормальных сердцевин. В обратном случае энергетически более выгодно нахождение вихрей между ядрами. Учитывая, что плотность энергии конденсации: $\varepsilon_{\text{к}} = -(3/8)\Delta_2^2 n_2 E_{2\text{F}}^{-1}$, где n_2 — плотность нейтронов, $E_{2\text{F}}$ — фермиевская энергия, запишем плотность энергии пиннинга на одно ядро в виде [139]

$$E_{\text{p}} = \frac{3}{8}[(\Delta_2^2 n_2 E_{2\text{F}}^{-1})_{\text{out}} - (\Delta_2^2 n_2 E_{2F}^{-1})_{\text{in}}]V; \tag{5.12}$$

здесь out и in обозначают локальные значения Δ_2, n_2 и $E_{2\text{F}}$ для сверхтекучих нейтронов вне и внутри ядер, V— объем, перекрываемый сердцевиной вихря и ядром радиусом R_{N}. Несмотря на неопределенность в значении энергетической щели в зависимости от плотности (ее значение экспоненциально зависит от неопределенного нуклон-нуклонного взаимодействия), расчеты показывают, что пиннинг возможен при плотностях от 10^{13} до $2\cdot10^{14}$ г/см^3 [140].

Детальное исследование взаимодействия вихрей с ядрами в Aen-фазе в рамках теории Гинзбурга—Ландау было проведено в работе [141]. Сверхтекучие свойства ядер были получены путем минимизации функционала свободной энергии, и было показано, что взаимодействие вихрей с ядрами приводит к пиннингу при плотностях выше 10^{13} г/см^3.

По аналогии с поведением сверхпроводников II рода, находящихся в резистивном состоянии при малых напряжениях, Ф. Андерсон и Н. Ито [130] предположили возможность термического крипа (ползучести) вихревой структуры. Предполагается, что в равновесном состоянии (в отсутствие скачка) возможно квантовое туннелирование термически активированных нейтронных вихрей через пиннинговые барьеры: вихри случайным образом перескакивают от одного центра пиннинга к другому. Скорость радиального движения вихревой структуры в этом случае

$$v_r = v_0 \exp\left[-\frac{E_{\text{p}}(\omega_{\text{cr}} - \omega)}{k_{\text{B}} T \omega_{\text{cr}}}\right], \tag{5.13}$$

где v_0 — скорость движения вихрей при отсутствии пиннинга ($v_0 \sim 10^{-7}$ см/с), T — температура коры, $\omega = \Omega_s - \Omega_c$ — относительная скорость вращения сверхтекучей жидкости нормальной коры, $\omega_{cr} = (\Omega_s - \Omega_c)_{max}$ — максимальная относительная скорость, которая может поддерживаться силами пиннинга. Таким образом, уравнение движения вихрей (5.11) принимает вид:

$$\dot{\Omega}_s = -2\Omega_s \frac{v_0}{r} \exp\left[-\frac{E_p}{k_B T} \cdot \frac{\omega_{cr} - \omega}{\omega_{cr}}\right]. \tag{5.14}$$

Заметим, что характерное время релаксации термического крипа пропорционально температуре и равно

$$\tau_i = \left(\frac{\omega_{cr}}{E_p}\right)_i \frac{k_B T}{|\dot{\Omega}_\infty|} = \frac{\alpha_i T}{|\dot{\Omega}_\infty|}, \tag{5.15}$$

где $\dot{\Omega}_\infty$ — равновесное значение Ω_c, k_B — постоянная Больцмана, индекс i определяет рассматриваемый слой пиннинга.

Относительно причин скачка этими же авторами была предложена гипотеза катастрофического отцепления большого числа вихрей, когда скорость дифференциального вращения достигает некоторого критического значения. Эти вихри передают момент количества движения коре нейтронной звезды, тем самым ускоряя скорость ее вращения [130]. Альтернативное объяснение предполагает, что в областях с большим значением энергетической щели нейтронного конденсата результирующие напряжения, скорее, могут вызвать растрескивание коры, чем отцепление вихревых нитей, таким образом перемещая вихри без отцепления [142]. Момент внутренних сил, передаваемый сверхтекучей жидкостью коре при скачке угловой скорости вращения $(\Delta\Omega_c)_0$ равен

$$N(t) = \sum \frac{I_i \dot{\Omega}_\infty}{[1 + (e^{t_{0i}/\tau_i} - e^{-t/\tau_i})]}, \tag{5.16}$$

где I_i — моменты инерции различных областей пиннинга, t_{0i} — характерное время релаксации скачка. Для областей, где не происходит движение вихрей, характерное время релаксации, связанное со скачком [138]

$$t_{0i} = \frac{(\Delta\Omega_c)_0}{|\dot{\Omega}_\infty|}. \tag{5.17}$$

В тех же областях, где происходит движение вихрей из-за скачка, это время есть

$$t_{0i} = \frac{\delta\Omega_i}{|\dot{\Omega}_\infty|} = \frac{X_i \varkappa_2}{2\pi r^2 |\dot{\Omega}_\infty|}, \tag{5.18}$$

где $\delta\Omega_i$ — изменение угловой скорости вращения, связанное со скачком, X_i — число движущихся вихрей.

Производная угловой скорости пульсара выражается после сбоя следующим образом:

$$\dot{\Omega}_c(t) = \frac{I}{I_c}\cdot\dot{\Omega}_\infty - \frac{N(t)}{I_c}. \tag{5.19}$$

Следовательно, в этой модели изменение угловой скорости зависит от начального скачка $(\Delta\Omega_c)_0$ экспоненциально. В двухкомпонентной модели соответствующая зависимость линейная. Если характерные времена $t_{0i} \gg \tau_i$, то временная зависимость в (5.19) похожа на функцию распределения Ферми в статистической физике.

Таким образом, отличия модели крипа вихревой структуры [138] от простой двухкомпонентной модели [123] следующие:

а) ответственной за скачки периода и большие времена релаксации является прикрепленная сверхтекучая жидкость в коре, составляющая всего несколько процентов от нейтронной сверхтекучей жидкости. Это определяется наблюдаемыми значениями величины $(\Delta\dot{\Omega}_c/\dot{\Omega}_c)_0 \sim I_p/I \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ для четырнадцати скачков семи пульсаров (где I_p — момент инерции прикрепленной сверхтекучей жидкости);

б) эта модель является существенно нелинейной моделью, описывающей отклик сверхтекучей жидкости. Крип вихрей, вызванный скачком угловой скорости, зависит экспоненциально от величины скачка (в областях, где вихри не движутся) и от изменения сверхтекучей скорости (в тех областях, где вихри движутся во время скачка);

в) времена релаксации пропорциональны внутренней температуре нейтронной звезды, так что наблюдательные данные позволяют определить внутреннюю температуру пульсаров.

5.3. Сопоставление модели крипа вихрей с наблюдательными данными. Релаксацию угловой скорости пульсара PSR 0833—45 в созвездии Парусов после четырех скачков в 1969 — 1979 гг. [26] можно объяснить явлением крипа вихрей [143]. Наблюдательные данные [26] удовлетворительно описываются следующим уравнением движения "нормального" компонента

$$I_c\dot{\Omega}_c(t) = N_{ext}(t) - N_1 - N_2 - N_A, \tag{5.20}$$

где $N_{ext} = I\dot{\Omega}_\infty$ — момент внешних сил, действующих на пульсар, N_1 и N_2 — моменты внутренних сил, определяемые формулами (5.16) и (5.17) с соответствующими временами релаксации τ_1 и τ_2. Эти внутренние моменты представляют собой усредненный отклик двух различных слоев пиннинга, в которых вихри неподвижны. Третья область, связанная с движением вихрей, представлена моментом силы N_A, которая в первом приближении имеет вид

$$N_A \approx \dot{\Omega}_\infty \frac{I_A t}{t_{0B}}, \tag{5.21}$$

где I_A — момент инерции сверхтекучей жидкости в слоях пиннинга (там где вихри открепляются и прикрепляются вновь), t_{0B} — время задержки, получающееся приравниванием X_i в (5.18) полному числу открепившихся вихрей.

Выбирая $\tau_1 = 3$ сут и $\tau_2 = 60$ сут для каждого из четырех скачков пульсара PSR 0833—45 в 1969 — 1979 гг., можно получить хорошее соответствие с наблюдательными данными. Анализ, проведенный в [143], показывает, что эти две области пиннинга представляют собой соответственно области сверхслабого и слабого пиннинга, характеризуемые коэффициентами $\langle\alpha_{sw}\rangle \sim 2\cdot10^{-17}$ сут$\cdot$К$^{-1}$с$^{-2}$ и $\langle\alpha_w\rangle \sim 4\cdot10^{-16}$ сут$\cdot$К$^{-2}$с$^{-2}$. Внутренняя температура пульсара PSR 0833—45, определяемая из наблюдаемых времен релаксации, равна $1{,}5\cdot10^7$ К. Наблюдаемую релаксацию угловой скорости пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности можно объяснить, если принять времена релаксации равными $\tau_1 = 3$ сут и $\tau_2 = 60$ сут. Первое из них соответствует движению вихрей через область сверхслабого пиннинга, а второе — через область слабого пиннинга [144]. После скачка в 1975 г. наблюдалось постоянное изменение производной угловой скорости $\Delta\dot{\Omega}_c$, равное $\Delta\dot{\Omega}_c/\dot{\Omega}_c = 2\cdot10^{-4}$, которое на затухало в течение 1500 уст. [145]. Это постоянное изменение в нелинейной модели крипа объясняется возникновением постоянного внутреннего момента силы в областях, где существует избыток вихрей. Время релаксации этого постоянного момента $\tau' > 1500$ сут [144].

Внутренняя температура пульсара PSR 0531+21, полученная из анализа времен релаксации τ_1 и τ_2 равна $3{,}8\cdot10^8$К. Для поверхностных температур пульсаров PSR 0833—45 и PSR 0531+21 получаем соответственно $T_{\infty1} = 3\cdot10^5$ К и $T_{\infty2} = 1{,}6\cdot10^6$ К. Эти значения для обоих пульсаров меньше верхних предельных значений температуры, полученных из наблюдений рентгеновской обсерватории "Эйнштейн" [146].

Для старых пульсаров, которые израсходовали большую часть запасов начальной тепловой энергии, основным источником энергии может стать энергия внутренней диссипации, обусловленная крипом вихрей. Приравнивая энергию, диссипирующую в единицу времени, тепловой светимости поверхности звезды, можно получить температуру поверхности T_s [144]. Если все старые пульсары имеют такие же слои пиннинга, какие имеются у PSR 0833—45 и PSR 0531+21, то их температура определяется энергией диссипации, а времена релаксации для сверхслабого и слабого пиннинга зависят от скорости замедления следующим образом [144]:

$$\tau_{SW} = 220\left(\frac{I_{p,43}\bar{\omega}_{cr}}{R_6^2}\right)^{1/4} |\dot{\Omega}_{-14}|^{-3/4}\text{сут}, \tag{5.22}$$

$$\tau_W = 4{,}4\cdot10^3\left(\frac{I_{p,43}\bar{\omega}_{cr}}{R_6^2}\right)^{1/4} |\dot{\Omega}_{-14}|^{-3/4}\text{ сут}, \tag{5.23}$$

где $\bar{\omega}_{cr}$ — среднее значение ω_{cr}, взятое по всем слоям пиннинга. Из наблюдательных данных для PSR 1929+10 можно получить следующую оценку $I_{p,43}\bar{\omega}_{cr} \leq 1$.

Наблюдаемую релаксацию угловой скорости старого пульсара PSR 0525+21 можно объяснить, если выбрать $\tau_1 = 150$ сут и $\tau_2 = 3000$ сут [144]. Вычисленное согласно (5.22) значение "быстрого" времени релаксации $\tau_{SW} \approx 140$ сут находится в хорошем согласии с наблюдательным значением τ_1. Отметим, что значение τ_1 согласуется с предположением о том, что главным источником энергии этого пульсара является энергия диссипации из-за крипа вихрей.

После большого сбоя пульсара PSR 0355+54 в 1985 г. ($\Delta\Omega/\Omega = 4{,}4\cdot10^{-6}$) наблюдаемая релаксация описывается следующим образом [25]:

$$\Delta\Omega_c(t) = [(\Delta\Omega_c)_0 - \Delta\Omega_2] + \Delta\dot{\Omega}_1\cdot t + \Delta\Omega_2\cdot\exp(-t/\tau), \tag{5.24}$$

$$\Delta\dot{\Omega}_c(t) = \Delta\dot{\Omega}_1 + \Delta\dot{\Omega}_2\cdot\exp(-t/\tau) = \Delta\dot{\Omega}_1 - \frac{\Delta\Omega_2\exp(-t/\tau)}{\tau}, \tag{5.25}$$

где $\Delta\Omega_c(t)$ и $\Delta\dot{\Omega}_c(t)$ — изменение значений этих величин по сравнению с их значениями до сбоя, $\Delta\Omega_2/\Omega_2 = 4{,}2\cdot10^{-9}$, $\Delta\dot{\Omega}_2/\dot{\Omega} = 0{,}039$. Следовательно, одна тысячная начального скачка $\Delta\Omega$ релаксирует экспоненциально со временем релаксации $\tau = 44$ сут. Кроме того, имеется постоянный скачок $\Delta\dot{\Omega}_1$ ($\Delta\dot{\Omega}_1/\dot{\Omega} = 0{,}0059$), который определяет отношение I_p/I в тех областях, где крип вихрей прекратился в результате сбоя.

В предыдущих применениях теории крипа сверхтекучая жидкость в областях пиннинга не участвовала в замедлении вращения в течение характерных времен (времен задержки), определяемых (5.17) и (5.18). Значения этих времен для пульсара PSR 0355+54 соответственно 4,9 лет и 832 года [147]. Следовательно, в течение 4,9 лет после сбоя будет наблюдаться постоянный скачок $\Delta\dot{\Omega}_1$.

Экспоненциальное слагаемое в (5.24) не может быть объяснено таким образом, так как оно не содержит времен задержки. Даже 77-дневная неопределенность в определении точной даты сбоя слишком мала, чтобы скрыть эти намного большие времена. Это слагаемое объясняется в рамках линейного режима, который осуществляется в модели крипа вихрей, если параметр $\eta = (|\dot{\Omega}_\infty|r/4\Omega_0 v_0)\exp(E_p/k_BT) < 1$. В противном случае осуществляется нелинейный режим.

Производная угловой скорости в линейном режиме зависит от начального скачка $(\Delta\Omega_c)_0$ линейно [147]

$$\dot{\Omega}_c(t) = \dot{\Omega}_\infty - \frac{I_2}{I}\cdot\frac{(\Delta\Omega_c)_0}{\tau_l}\cdot\exp[-t(\tau_l I_c/I)^{-1}], \tag{5.26}$$

где I_2 — момент инерции прикрепленной сверхтекучей жидкости в областях

линейного крипа, $I_2 < I_p \ll I_c$, τ_l—соответствующее время релаксации, равное

$$\tau_l = \frac{k_B T}{E_p} \cdot \frac{\omega_{cr} r}{4\Omega_0 v_0} \cdot \exp\left(\frac{E_p}{k_B T}\right). \tag{5.27}$$

Из уравнения (5.26) получаем $\Delta\Omega_2 = (\Delta\Omega_c)_0 I_2/I$. Для момента инерции из анализа наблюдательных данных получается $I_2/I \approx 9{,}5\cdot 10^4 \div 5{,}5\cdot 10^{-3}$. Это значение согласуется со значением $I_p/I = 0{,}0059$, которое получается для областей нелинейного крипа. Оно согласуется также с теоретическими расчетами момента инерции закрепленной сверхтекучей жидкости и со значениями, полученными из анализа наблюдательных данных для других пульсаров. Анализ, проведенный в [47], показывает, что область линейного крипа соответствует сверхслабому пиннингу с энергией $E_p = 0{,}05$ МэВ.

Следовательно, в одних слоях пиннинга пульсара PSR 0355+54 реализуется линейный режим, а в других слоях — нелинейный режим крипа вихрей (слагаемое с $\Delta\dot{\Omega}_1$).

Для того чтобы модели пиннинга и крипа вихрей работали, нужен диссипативный процесс, передающий момент импульса сверхтекучей жидкости твердой коре и определяющий минимальное время динамической связи τ_d этой жидкости с корой. Из наблюдений восьмого сбоя пульсара PSR 0833—45 следует, что τ_d должно быть меньше двух минут [148, 149]. Значение τ_d, обусловленное рассеянием электронов на наведенных вокруг нейтронных вихрей электрическом заряде, порядка нескольких месяцев или даже одного года [150]. Еще большее значение τ_d получается для рассеяния электронов на нормальных сердцевинах нейтронных вихрей в Aen-фазе [71]. Намного меньшее значение τ_d получается для рассмотренного в [151] диссипативного процесса, возникающего из-за неоднородности параметра порядка в нейтронном вихре [152]. Для пульсара PSR 0833—45 это время $\tau_d = 3{,}6\cdot 10^{-2}$с [151] хорошо согласуется с наблюдательными данными и подтверждает модель, объясняющую сбои пульсаров внезапным высвобождением большого количества закрепленных вихревых нитей в Aen-фазе. Следовательно, модели, основанные на динамике нейтронных вихрей, являются на сегодняшний день единственными моделями, удовлетворительно объясняющими всю совокупность наблюдательных данных о сбоях пульсаров.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л.П. Питаевскому, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд ценных замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] *Смит Ф.Г.* Пульсары. — М.: Мир, 1979.
2. *Манчестер Р.Н., Тейлор Дж.Х.* Пульсары. — М.: Мир, 1980.
3. *Hewish A., Bell S.J., Pilkington J.D.H. et al.*//Nature, London. 1968. V. 217. P. 709.
4. *Gold T.* // Ibidem. V. 218. P. 731.
5. *Саакян Г.С.* Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. — М.: Наука, 1972.
6. *Trumper J., Pietsch W., Reppin C. et al.* // Mitt. Astron. Ges. 1977. Nr. 42. S. 120.

7. *Trumper J., Pietsch W., Reppin C. et al.* // Astrophys. J. 1978. V. 219. P. L105.
8. *Daugherty J., Ventura J.* // Astron. and Astrophys. 1977. V. 61. P. 723.
9. *Meszaros P.*//Ibidem. 1978. V. 63. P. L19.
10. *Goe M., Engel A., Quenby et al.*//Nature, London. 1977. V. 268. P. 508.
[11] *Wheaton W.A., Home C. et al.* //Bull. Am. Astron. Soc. 1978. V. 10. P. 506.
12. *Joss P.C., Rappaport S.A.* // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1984. V. 22. P. 537.
13. *Ling J.C., Mahoney W.A., Willet J.B., Johnson W.M.* // Astrophys. J. 1979. V. 231. P. 896.
14. *Strickman M.S., Kurfess J.D., Johnson W.N.* // Astrophys. J. Lett. 1982. V. 253. P. L23.
15. Пульсары/Сб. переводов. Под редакцией В.В. Виткевича. — М.: Мир, 1971.
16. *Pacini F.*//Nature, London. 1967. V. 216. P. 567.
17. *Gunn J.E., Ostriker J.P.*//Ibidem. 1969. V. 221. P. 454.
18. *Ostriker J.P., Gunn I.E.*// Astrophys. J. 1969. V. 157. P. 1395.
19. *Richards D.W., Cornelia J.*//Nature, London. 1969. V. 222. P. 551.
20. *Weisskopf M.C., Elsner R.F., Darbro W. et al.* // Astrophys. J. 1983. V. 267. P. 711.
[21] *Backer B.C., Kulkarni S.R., Heiles C. et al.*//Nature, London. 1982. V. 300. P. 515.
22. *Davis M.M., Taylor J.H., Weisberg J.M. et al.* //Ibidem. 1985. V. 315, P. 547.
23. *Terzian Y., Nordgren T.E.* Preprint. — Cornell University, 1990.
24. *Шабанова Т.В.*//Физика нейтронных звезд: Пульсары и барстеры. — Л., 1988. — С. 168.
25. *Lyne A.G.*//Nature, London. 1987. V. 326. P. 569.
26. *Downs G.S.*// Astrophys. J. 1981. V. 249. P. 687.
27. *McCulloch P.M., Hamilton P.A., Royle G.W.R., Manchester R.N.*//Nature, London. 1983. V. 302. P.319.
28. *Пайнс Д.*//УФН. 1980. Т. 131, С. 479.
29. *Manchester R.N., Newton L.N., Hamilton P.A., Goss W.M.*//Mon. Not. RAS. 1983. V. 202. P. 269.
30. *Newton L.M., Manchester R.N., Cooke D.J.*//Ibidem. 1981. V. 194. P. 341.
[31] *Backus P.R., Taylor J.H., Damashek M.* // Astrophys. J. 1982. V. 255. P. 1.63.
32. *Lyne A.G., Pritchard R.*// Mon. Not. RAS. 1987. V. 229. P. 223.
33. *Downs G.S.I I*Astrophys. J. 1982. V. 257. P. L67.
34. *Цакадзе Дж.С., Цакадзе С.Дж.*//ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1816.
35. *Цакадзе Дж.С., Цакадзе С.Дж.*//Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 605.
36. *Цакадзе Дж.С., Цакадзе С.Дж.*//Ibidem. 1975. Т. 22. С. 301.
37. *Landau L.*//Phys. Zs. Sow. 1932. Ed 1. S. 285.
38. *Baade W., Zwicry F.*//Phys. Rev. 1934. V. 46. P. 76.
39. *Oppenheimer J., Volkoff G.*// Ibidem. 1939. V. 55. P. 374.
40. *Амбарцумян В.А., Саакян Г.С.*// Астрон. ж. 1961. Т. 38. С. 785.
[41] *Амбарцумян В.А., Саакян Г.С.*//Ibidem. Т. 38. С. 1016.
42. *Sahakian G., Vartanian Yu.*//N u o v o Cimento. 1963. V. 30. P. 82.
43. *Саакян Г.С., Вартанян Ю.Л.*// Астрон, ж. 1964. Т. 41. С. 193.
44. *Шапиро С., Тьюколски С.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Т. 2. — М.: Мир. 1985.
45. *Мигдал А.Б.*//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2209.
46. *Sawyer R., Scalapino D.*//Phys. Rev. Ser. D. 1973. V. 7. P. 953.
47. *Bahcall J., Wolf R.A.*// Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 343.
48. *Bahcall J., Wolf R.A.*// Phys. Rev. 1965. V. 140. P. 1452.
49. *Tsuruta S.*//Phys. Rep. 1979. V. 56. P. 237.
50. *Migdal A.B., Chernoutsan A.J., Mishustin I.N.*//Phys. Lett. 1979. V. 83. P. 158.
[51] *Березин Ю.Ф., Дмитриева О.Е., Яненко Н.Н.*//Письма Астрон. ж. 1982. Т. 8. С. 86.
52. *Вартанян Ю.Л., Алавердян Г.Б.*//Астрофизика. 1989. Т. 31. С. 111.
53. *Campbell D., Dashen R., Manassah J.*//Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 979.
54. *Мигдал А.Б.* Фермионы и бозоны в сильных полях. — М.: Наука, 1978.
55. *Malone R.C., Johnson M.B., Bethe H.A.*//Astrophys. J. 1975. V. 199. P. 741.
56. *Arnett W.D., Bowers R.L.*//Astrophys. J. Suppl. S. 1977. V. 33. P. 415.
57. *Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R.*//Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 1175.
58. *Боголюбов Н.Н.*//ДАН СССР. 1958. Т. 52. С. 119.
59. *Bohr A., Mottelson B., Pines D.*// Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 936.
60. *Belyaev S.T.*//Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1959. V. 31. P, 3.

[61] *Соловьев В.Г.*//ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 823.
62. *Мигдал А.Б.*//ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 249.
63. *Гинзбург В.Л., Киржниц Д.Л.*//ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 2006.
64. *Wolf R.A.*//Astrophys. J. 1966. V. 145. P. 166.
65. *Питаевский Л.П.*//ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 1794.
66. *Anderson P.W., Morel P.*//Phys. Rev. 1961. V. 123. P. 1911.
67. *Hoffberg M., Glassgold A.E., Richardson R.W., Ruderman M.*//Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. P. 775.
68. *Takatsuka T.*// Prog. Theor. Phys. 1972. V. 48. P. 1517.
69. *Baym G., Pethick C., Pines D.*//Nature, London. 1969. V. 224. P. 673.
70. *Брук Ю.М.*//Астрофизика. 1973. Т. 9. С. 237.
[71] *Feibelman F.C.*//Phys. Rev. Ser. D. 1971. V. 4. P. 1589.
72. *Amundsen L., Ostgaard E.*//Nucl. Phys. Ser. A. V. 437. P. 487.
73. *Amundsen L., Ostgaard E.*//Ibidem. V. 442. P. 163.
74. *Chao N.-C., Clark J., Yang C.-H.*//Nucl. Phys. A. 1972. V. 179. P. 320.
75. *Reid R.V.*// Ann. of Phys. 1968. V. 50. P. 411.
76. *Tamagaki R.*// Prog. Theor. Phys. 1968. V. 39. P. 91.
77. *Yang C.-H., Clark J.*//Nucl. Phys. Ser. A. 1971. V. 174. P. 49.
78. *Takatsuka T.*//Prog. Theor. Phys. 1984. V. 71. P. 1432.
79. *Chen J.M.C., Ckark J., Krotscheck E., Smith R.A.*// N u c l. Phys. Ser. A. 1986. V. 451. P. 509.
80. *Tsuruta S., Cameron A.*//Can. J. Phys. 1966. V. 44. **P.** 1863.
[81] *Аджян Г.С., Вартанян Ю.Л.*//Астрофизика. 1971. Т. 7. С. 237.
82. *Richardson M.B., van Horn H.M. et al.*// Astrophys. J. 1982. V. 255. P. 624.
83. *Harrington B.J., Shepard H.K.*//Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 19. P. 1713.
84. *Воскресенский Д.Н., Анисимов Н.Ю.*//ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 28.
85. *Андроникашвили Э.Л., Мамаладзе Ю.Г., Матинян С.Г., Цакадзе Дж.С.*//УФН. 1961. Т. 73. С. 3.
86. *Packard R.E.*//Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1080.
87. *Цакадзе Дж.С., Цакадзе С.Дж.*//УФН. 1975. Т. 115. С. 503.
88. *Седракян Д.М., Саввиди Г.К.*//Астрофизика. 1979. Т. 15. С. 359.
89. *Халатников И.М.* Теория сверхтекучести. — М.: Наука, 1971.
90. *Кикнадзе Л.В., Мамаладзе Ю.Г.*//ФНТ. 1980. Т. 6. С. 413.
[91] *Седракян Д.М., Шахабасян К.М.*// ДАН АрмССР. 1980. Т. 70. С. 28.
92. *Халатников И.М.*//ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 653.
93. *Халатников И.М.*//Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 17. С. 534.
94. *Андреев А.Ф., Боткин Е.П.*//ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 319.
95. *Седракян Д.М., Шахабасян К.М., Варданян Г.А.*//Уч. зап. ЕГУ. 1979. № 2. С. 72.
96. *Седракян Д.М., Шахабасян К.М.* // Ibidem. 1980. № 1. С. 46.
97. *Горькое Л.П.*//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 735.
98. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е.* Методы кватовой теории поля в статистической физике. — М.: Физматгиз, 1962.
99. *Горькое Л.П.*//ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1918.
100. *Гинзбург В.П., Ландау Л.Д.*//ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 1064.
[101] *Гинзбург В.Л., Питаевский Л.П.*//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1240.
102. *Варданян Г.А., Седракян Д.М.*//ЖЭТФ. 1981. Т. 81. **С.** 1731.
103. *Bardeen J., Baym G., Pines D.*//Phys. Rev. 1967. V. 156. P. 207.
104. *Седракян Д.М., Шахабасян К.М.*//Астрофизика. Т. 16. С. 727.
105. *Гинзбург В.Л.*// ДАН СССР. 1964. Т. 156. С. 43.
106. *Гинзбург В.Л., Озерной Л.М.*//ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1031.
107. *Woltjer L.*// Astrophys. J. 1964. V. 140. P. 1309.
108. *Гинзбург В.Л.*//УФН. 1971. Т. 103. *С.* 393.
109. *Каплан С.А., Цытович В.Н.*//Плазменная астрофизика. — М.: Наука, 1972.
11О. *Silverstein S.D.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 139.
[111] *Pfarr J.*//Zs. Phys. 1972. Bd 251. S. 152.
112. *Schmid-Burgk J.*//Astron. and Astrophys. 1973. V. 26. P. 335.
113. *Blandford R.D., Applegate J.H., Hernquist L.*//Mon. Not. RAS. 1983. V. 204. P. 1025.

114. *Urpin V.A. et al.*//Ibidem. 1986. V. 219. P. 703.
115. *Седракян Д.М.*//Астрофизика. 1982. Т. 18. С. 417.
116. *Седракян Д.М., Шахабасян К.М., Мовсисян А.Г.*//Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 303.
117. *Веркин Б.И., Кулик И.О.*//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2067.
118. *Седракян Д.М., Мкртчян Г.С., Шахабасян К.М.*//Изв. АН АрмССР. Сер. "Физика". 1976. Т. П. С. 385.
119. *Седракян Д.М., Шахабасян К.М., Мовсисян А.Г.*// Астрофизика. 1984. Т. 21. С. 547.
120. *Седракян. Д.М., Шахабасян К.М.*//Астрофизика. 1988. Т. 28. С. 597.
[121] *Goodman B.B.*//Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. P. 597.
122. *Абрикосов А.А.*//ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 1442.
123. *Baym G., Pethick C., Pines D. et al.*//Nature, London. 1969. V. 224. P. 872.
124. *Scargle J., Pacini F.*//Nature. Phys. Sci. 1971. V. 232. P. 144.
125. *Roberts D.H., Sturrock P.A.*//Astrophys. J. 1972. V. 173. P. L33.
126. *Greenstein G., Cameron A.G.W.*//Nature, London. 1969. V. 222. P. 862.
127. *Ruderman M.*// Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1972. V. 10. P. 427.
128. *Greenstein G.*// Astrophys. J. 1979. V. 231. P. 880.
129. *Ruderman M.*//Nature, London. 1969. V. 223. P. 597.
130. *Anderson P.W., Iton N.*//Ibidem. 1975. V. 256. P. 25.
[131] *Sauls J., Stein D., Serene J.*//Phys. Rev. Ser. D. 1982. V. 25. P. 967.
132. *Richardson R.W.*// Ibidem. 1972. V. 5. P. 1883.
133. *Muzikar P., Sauls J., Serene J.*// Ibidem. 1980. V. 21. P. 1494.
134. *Alpar M.A., Longer S.A., Sauls J.*//Astrophys. J. 1984. V. 282. P. 533.
135. *Седракян Д.М., Шахабасян К.М., Мовсисян А.Г.*//Астрофизика. 1985. Т. 22. С. 137.
136. *Easson I.*// Astrophys. J. 1979. V. 228. P. 257.
137. *Краснов Ю.К.*//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 348.
138. *Alpar M.A., Anderson P.W., Pines D., Shaham J.*//Astrophys. J. 1984. V. 276. P. 325.
139. *Anderson P.W., Alpar M.A., Pines D., Shaham J.*//Phil. Mag. Ser. A. 1982. V. 45. P. 227.
140. *Alpar M.A.*//Astrophys. J. 1977. V. 213. P. 527.
[141] *Epstein R.I., Baym G.*//Ibidem. 1988. V. 328. P. 680.
142. *Ruderman M.*//Ibidem. 1976. V. 203. P. 213.
143. *Alpar M.A., Anderson P.W., Pines D., Shaham J.*//Ibidem. 1984. V. 278. P. 791.
144. *Alpar M.A., Nandkumar R., Pines D.*//Ibidem. 1985. V. 288. P. 191.
145. *Demianski M., Proszynski M.*// Mon. Not. RAS. 1983. V. 202. P. 437.
146. *Harnden F.R.Jr., Seward F.D.*//Astrophys. J. 1984. V. 283. P. .279.
147. *Alpar M.A., Cheng K.S., Pines D., Shaham J.*//Mon. Not. RAS. 1988. V. 233. P. 25.
148. IAU Circ. 1988. No. 4695.
149. Ibidem. No. 4708.
150. *Bildsten L., Epstein R.I.*//Astrophys. J. 1989. V. 342. P. 951.
[151] *Sedrakyan D.M., Sedrakyan A.D.* Rostock Univ. preprint TR-UR 3/91. — Rostock, 1991.
152. *Tinkham M.*//Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 804.
153. *Шабанова Т.В.*//Астрон. ж. 1990. Т. 67. С. 536.
154. *McKenna J.*//Timing Neutron Stars/Eds. H. Ogelman, E.P.J. van den Heuvel. — Dodrecht, Holland: Kluwer Acad. Publ., 1989. — P. 3.
155. *Epstein R.I.*//Astrophys. J. 1988. V. 333. P. 880.

Статья поступила 10.10.90 г.,
после доработки 21.01.91 г.