

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

МАЙ, 1976

ВЫПУСК 2

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ВЕЩЕСТВЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Ю. М. БРУК, К. И. КУГЕЛЬ

Поступила 29 января 1975

Пересмотрена 18 августа 1975

Оцениваются характерные времена выравнивания температур в жидкой и кристаллической фазах вещества в центральной области нейтронных звезд. Показано, что любые магнитные перестройки всегда происходят в нейтронной звезде медленнее тепловых. Статистически описывается тепловая эволюция звезды и начальный период ее жизни. Приведенные оценки показывают, что сразу после рождения нейтронной звезды с кристаллическим ядром температура внутри все является немонотонной функцией радиальной координаты. Причиной немонотонности является резко адiabатическое охлаждение кристаллического ядра при рождении звезды (эффект И. Я. Померанчука). Описывается механизм плавления кристаллических ядер нейтронных звезд и возможности выбросов вещества из пульсаров при звездотрясениях, причиной которых является выравнивание радиальных напряжений. Выбросы вещества оказываются возможным связать не только с динамическими процессами в коре пульсара, но и с γ -вспышками низкой энергии. Предполагается возможная повторяемость γ -вспышек через времена порядка десятков лет. Обсуждаются механизмы ударного плавления кристаллических ядер нейтронных звезд и возможность объяснения связи динамики плавления и кристаллизации нейтронного ядра со структурой γ -вспышек. Показано, что, изучая структуру γ -вспышек, можно получить информацию о внутренних процессах и фазовых превращениях в нейтронной звезде. Отмечаются возможности выделения ядерной энергии в звезде, ударного разорвания и рентгеновского сопровождения γ -вспышек. Предлагается также тонкая внутренняя структура γ -вспышек с одним импульсом.

1. Характерные времена начального периода эволюции.

1. 1. Введение. В предыдущей работе одного из авторов [1] качественно обсуждался вопрос о тепловой эволюции кристаллических ядер нейтронных звезд. Сама возможность существования нейтронных кристаллических ядер в пульсарах в последние годы активно изучалась [2—4]. Существуют наблюдательные тесты и результаты, свидетельствующие в пользу такой возможности [5, 6]. Тепловая эволюция существенно определяется тем обстоятельством, что нейтронный кристалл является кристаллом квантовым. При

образовании его (при рождении звезды) он оказывается относительно холодным. Резкое охлаждение центральной части звезды при кристаллизации нейтронной жидкости возможно при адиабатическом (или почти адиабатическом) сжатии. Как раз такое сжатие с характерным гидродинамическим временем $\tau_{\text{ад}}$ происходит при рождении нейтронной звезды. Применительно к адиабатической кристаллизации другой квантовой жидкости — жидкого He³ — эффект резкого охлаждения был впервые предсказан И. Я. Померанчуком [7]. Окружающая кристаллическое ядро пульсара нейтронная жидкость сразу после рождения звезды может иметь более высокую температуру (температура ядра $\sim 10^8$ °К, температура жидкости $\sim 10^{11}$ °К, см. [1]). В дальнейшем температура ядра вновь повышается, при этом само кристаллическое ядро несколько растет. Это связано с тем, что $(dp_{\text{к}}/dT) < 0$ при $T \sim 10^{11}$ К, $p_{\text{к}}$ — давление кристаллизации, T — температура. Время выравнивания температур кристаллического ядра и окружающей его нейтронной жидкости больше гидродинамического времени, но меньше характерного времени остывания звезды в целом до температуры $\leq 10^8$ К.

После выравнивания температур зависимость $T(r)$ (r — радиальная координата) становится монотонной. На этой стадии существенным является плавление кристаллического ядра при остывании звезды. Мы принимаем ниже, что $v_{\text{ж}} > v_{\text{к}}$, $v_{\text{ж}}$, $v_{\text{к}}$ — удельные объемы жидкого и кристаллического состояний (обсуждение этого см. в [1]).

Настоящая работа посвящена обсуждению следствий возможных фазовых переходов в нейтронном веществе. Большая численная неопределенность ряда характеристик нейтронного вещества не позволяет делать строгие количественные заключения. Однако качественные эффекты и проделанные оценки являются достаточно убедительными и должны быть приняты во внимание при построении правдоподобных моделей нейтронных звезд. Фазовые переходы оказываются, в частности, тесно связанными с временной эволюцией характеристик периодического и импульсного излучений. Мы обсудим ниже вопросы о скачках периода при звездотрясениях, о происходящих время от времени выбросах вещества из пульсаров и связи этих выбросов с наблюдавшимися в последние годы γ -вспышками низких энергий [8, 9]. Объяснение связи γ -вспышек и выбросов было предложено и обсуждалось в [10], однако там не рассматривались конкретные механизмы выбросов.

1.2. Общие соображения о времени выравнивания температуры. Пусть для определенности начальная температура нейтронной жидкости (непосредственно после рождения звезды) $\sim 10^{11}$ К. Сжатие при рождении происходит за гидродинамическое время:

$$\tau_{\text{ад}} \sim R^{3/2} (\rho M)^{-1/2} \quad (1)$$

R — радиус, M — масса звезды, γ — гравитационная постоянная. Если образовалось кристаллическое ядро, то его температура $\sim 10^8$ °К (см. [11]). В таких условиях будет существовать поток тепла в ядро из окружающей «горячей» жидкости. Время выравнивания температур τ_T зависит от размеров ядра и от того, является ли нейтронная жидкость нормальной или сверхтекучей. Пока температура жидкости выше $T_c \sim (\Delta_n k) \lesssim 10^{10}$ К, жидкость может считаться нормальной (Δ_n — нейтронная S или P щель, k — постоянная Больцмана — [11]). Время τ_T должно сравниваться, конечно, и с характерными временами нейтринного охлаждения, связанного с интенсивными $\bar{\nu}$ -процессами (например, урка-процессами: $n + p \rightarrow e + \bar{\nu}$, $p + e \rightarrow n + \bar{\nu}$).

Мы рассматриваем здесь простейшую модель, предполагая, что кроме нейтронов в центральной части звезды присутствуют только протоны и электроны. Это разумно для звезд не очень большой массы. Качественные эффекты, связанные с плавлением, будут иметь место, однако, и при учете наличия d -конденсата [12]. Кристаллические нейтронные ядра могут иметь радиусы порядка нескольких километров. Мы считаем ниже, что протоны также являются нормальными на начальной стадии жизни звезды (их щель $\Delta_p \lesssim \Delta_n$). Электронная жидкость в звезде вообще не становится сверхпроводящей [13]. Электро- и теплопроводность в центральной части звезды определяются релятивистским электронным газом, при этом справедлив закон Видемана-Франца [14]. Мы используем все эти факты при оценках времени τ_T .

Оценим сначала τ_T в жидкой фазе. Легко проверить, что основной вклад в теплоемкость дают нейтроны. Для оценок мы применяем обычные формулы для ферми-жидкостей или ферми-газов [15]. Пусть C_e, C_p и C_n — электронный, протонный и нейтронный вклады в полную теплоемкость смеси ферми-жидкостей, а n_e, n_p и n_n — соответствующие концентрации. Тогда

$$\frac{C_e}{C_p} \sim \frac{3h}{m_n c} n_n^{1/3} \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3}; \quad \frac{C_p}{C_n} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3}; \quad (2)$$

здесь m_n — масса нуклона, c — скорость света, h — постоянная Планка. При плотностях порядка ядерной плотности $\frac{3h}{m_n c} n_n^{1/3} \sim 1$.

$$\frac{C_e}{C_p} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{1/3}; \quad \frac{C_p}{C_n} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{2/3}, \quad (2')$$

и так как реально $(n_e/n_n) \sim 10^{-2}$, теплоемкость смеси, действительно, определяют нейтроны. Взаимодействие электронов и протонов учитывается тем, что в формулу для проводимости κ входит время τ_{tr} , определяющееся рассеянием электронов на нормальных протонах [14]:

$$\tau \approx \frac{n_e e^2 \tau_{tr} c}{\hbar k_F}, \quad (3)$$

$$\tau_{tr}^{-1} \approx \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \frac{c k_F^2}{k_{FT}}; \quad k_{FT}^2 = \frac{4}{\pi} \frac{k_F m_e e^2}{\hbar^2}. \quad (4)$$

Здесь k_{FT} — ферми-томасовское волновое число, e — заряд электрона, $\hbar k_F = p_F$ — фермиевский импульс электронов (протонов), T — температура жидкости, а $k T_F$ — энергия Ферми-протонов. Теплопроводность κ и коэффициент температуропроводности χ получаются из простых формул (некоторые численные коэффициенты ~ 1 опускаем):

$$\kappa \sim \sigma L_0 T; \quad L_0 \sim (k/e)^2, \quad (5)$$

$$\chi \approx \frac{\kappa}{C_n} \sim \frac{\sigma L_0 T}{C_n}. \quad (6)$$

Время выравнивания температуры есть теперь

$$\tau_T \sim (a^2/\chi), \quad (7)$$

a — характерный линейный размер задачи. Подставляя еще

$$C_n \approx \frac{m_n p_{Fn}}{3\hbar^3} k T, \quad (8)$$

где p_{Fn} — нейтронный фермиевский импульс, получим оценку:

$$\tau_T \sim \left(\frac{n_e}{n_p} \right)^{1/3} \left(\frac{a}{v_{Fp}} \right) \left(\frac{a}{\lambda} \right). \quad (9)$$

В (9) v_{Fp} — протонная фермиевская скорость: $\hbar k_F = m v_{Fp}$, $k_F^3 = 3\pi^2 n_p$. Таковы оценки для жидкой фазы, все они справедливы при $T < T_F \ll 10^{12}$ К. При $T \leq 10^{10}$ К (такие температуры достигаются через несколько часов после рождения звезды) можно не учитывать и рождение электрон-позитронных пар. Теплового порог рождения пар по порядку величины есть $T_F \sim 10^{10}$ К. Отметим, однако, что и рождение пар в первые часы жизни звезды (при $T \sim 10^{11}$ К) не изменит существенно наши оценки времен τ_T .

1. 3. Численные оценки. Сначала оценим τ_T в жидкой звезде. Эта оценка носит чисто иллюстративный характер, т. к. при отсутствии кристаллического ядра нет причин для возникновения перепадов температур внутри звезды (звезда почти изотермична — [16]). Рассмотрим гипотетическую ситуацию, когда в родившейся звезде образовалось холодное ($T \sim 10^8$ К).

жидкое и нормальное (несверхтекучее) ядро с радиусом $a \sim 10^3$ см. Для "стандартной" модели: $(n_p/n_n) \sim 10^{-2}$, $n_p = n_n \sim 10^{34}$ частиц см^3 , $k_F \sim 3 \cdot 10^{12}$ см^{-1} , $T_F \sim 10^{10}$ К, $v_{Fp} \sim 10^8$ $\text{см}/\text{сек}$, и мы получим из (4) и (9) оценку $\tau_T \sim 3 \cdot 10^{-22} a^2 T^2$ сек (a — в см, T — температура жидкости в К). При $a \sim 10^3$ см τ_T может принимать значения в пределах от нескольких суток до сотен лет (при T от $\sim 10^8$ К до $\sim 10^{10}$ К, для нормальной ферми-жидкости!). Такие оценки, конечно, довольно грубы — как потому, что τ_T зависит от T , так и потому, что мы не можем хорошо оценить реальный размер a . Однако в любом случае эти времена существенно больше $\tau_{\text{св}} \sim 10^{-4}$ сек (для звезды с $R \sim 10^6$ см и $M \sim M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г). Мы покажем ниже, что характерное время выравнивания температур в нейтронном кристалле не слишком сильно отличается от соответствующего времени в жидкости. Поэтому сжатие звезды при ее рождении является адиабатическим. Важно заметить, что уравнение теплопроводности в рассматриваемой системе существенно нелинейно, величины χ и C_n сильно зависят от температуры. Оценка (7), тем не менее, справедлива, по существу она следует уже из соображений размерности [17]. Сравнение с временами нейтринного охлаждения (см. [18, 19]) показывает, что и эти времена велики по сравнению с $\tau_{\text{св}}$. Грубая схема тепловой эволюции звезды такова: а) рождение ядра с температурой 10^8 К; температура окружающей жидкости $\sim 10^{11}$ К; б) охлаждение жидкости за счет ухода нейтрино до $\sim 10^{10}$ К при практически выключенном механизме передачи тепла в ядро; в) охлаждение жидкости и одновременное нагревание ядра до $\sim 10^9$ К, на этом последнем этапе работают и механизм электронной теплопроводности, и механизм нейтринного охлаждения. Учтем еще, что внутренняя температура звезды уменьшается за счет нейтринного охлаждения до $\sim 10^8$ К за несколько лет [18], тогда на основании сказанного выше можно утверждать, что температура ядра сравняется с температурой окружающей его жидкости примерно за такие же времена (для $a \sim 10^3$ см). Время существования внутри звезды температур больших 10^8 К может достигать ($10^1 - 10^2$) лет [19]. При более низких температурах нейтронное кристаллическое ядро не будет плавиться. Поэтому все наблюдательные эффекты, связываемые с плавлением ядер, должны проявляться для сравнительно молодых нейтронных звезд. Подчеркнем еще, что последняя численная оценка есть минимальное время, она получена без учета существования и плавления кристаллических ядер. Может оказаться, что время существования в звезде температур выше 10^8 К и больше 10^2 лет (плавление ядер приводит к выделению тепла, см. ниже).

1. 4. *Время выравнивания температур в кристаллическом ядре. Сравнение с временами магнитных перестроек.* Современная теория квантовых фермиевских кристаллов во многом напоминает теорию ферми-жидкости и подробно развита в [20]. Слабовозбужденные состояния описываются совокупностью фермиевских квази-частиц и деформациями решетки. Считаем ниже, что kT много меньше фермиевской энергии возбуждений. Теплоемкость фермиевского кристалла имеет вид (8), но вместо m_n и p_{Fn} нужно подставить эффективную массу фермиевских возбуждений m^* и соответствующий ферми-импульс p_F^* . Для оценок можно считать $m^* \sim m_n$. Существенным и нетривиальным является то, что температурная зависимость теплоемкости фермиевского кристалла отличается от подобной зависимости для кристаллов обычных: обычно теплоемкость кристалла при низких температурах $\sim T^4$, для фермиевского кристалла теплоемкость $\sim T$. Электро- и теплопроводность в звезде с кристаллическим ядром по-прежнему определяются вырожденными релятивистскими электронами, $\tau_{e\gamma}$ и χ в первом приближении не меняются при переходе от жидкости к кристаллу. Характерное время выравнивания температуры в кристалле τ_T^* есть:

$$\tau_T^* \sim \frac{a^2}{\chi} (C_n^* + C_n);$$

$$C_n^* \approx \frac{m^* p_F^*}{3\hbar^3} k^2 T; \quad C_n \sim \frac{3\hbar}{m_n c} n_n^{1/3} \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{2/3} C_{ne}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что $\tau_T^* > \frac{a^2}{\chi} C_n$, т. е.

$$\tau_T^* > \tau_T \frac{3\hbar}{m_n c} n_n^{1/3} \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{2/3}. \quad (11)$$

Здесь $\tau_T \sim \frac{a^2}{\chi} C_n$ — соответствующее время в нейтронной жидкости.

Как и выше, считаем при плотностях порядка ядерной плотности $\frac{3\hbar}{m_n c} n_n^{1/3} \sim 1$. С другой стороны естественно, что $C_n^* \ll C_n$, в потому при $C_n \ll C_n$, $\tau_T^* < \tau_T$. То, что $C_n^* \ll C_n$ в интервале $10^8 \text{ К} \lesssim T \lesssim 10^{11} \text{ К}$ следует уже из того, что графики $S_n(T)$ и $S_k(T)$ пересекаются при $T \sim 10^{11} \text{ К}$, а внутри указанного интервала температур $(dS_n/dT) > (dS_k/dT)$, S_n , S_k — энтропии жидкой и кристаллической фаз. Вопрос о пересечении $S_n(T)$ и $S_k(T)$ не является очевидным. Мы принимаем, что это так, фактически исходя из аналогии со случаем He^3 . Строгое доказательство этого заключения для нейтронной (или

ядерной) материи в настоящее время дать нельзя. Окончательно интересующая нас система *приближенных* неравенств записывается так:

$$1 > (\tau_D^*/\tau_T) > (n_e/n_n)^{23}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что τ_D^* и τ_T действительно отличаются мало.

Сравнение с временами магнитных перестроек, как и в обычных звездах, приводит к заключению, что магнитные перестройки происходят гораздо медленнее тепловых процессов. Это есть, конечно, следствие вмороженности магнитного поля в вещество звезды. Учитывая, что время диффузии магнитного поля есть $\tau_D \sim \frac{4\pi\sigma a^2}{c^2}$, мы получаем оценку:

$$\frac{\tau_D}{\tau_T} \sim \left(\frac{n_e}{n_n}\right)^{13} \left(\frac{T_F}{T}\right)^4 \left(\frac{hc}{e^2}\right)^2. \quad (13)$$

Для $(n_e/n_n) \sim 10^{-2}$ и $T \approx T_F \sim 10^{10}$ К

$$\tau_D \gg \tau_T. \quad (14)$$

Обратим еще внимание на совершенно разный характер температурной зависимости $\tau_T (\sim T^2)$ и $\tau_D (\sim T^{-2})$.

2. Динамика плавления кристаллических ядер, выбросы вещества из пульсаров и наблюдательные следствия.

2. 1. Плавление кристаллического ядра. Мы будем описывать теперь тепловую эволюцию звезды после установления монотонного распределения $T(r)$. Нейтронный кристалл при $T \approx 10^{11}$ °К имеет более высокую энтропию, чем нейтронная жидкость. Это означает, что при плавлении кристалла тепло должно не поглощаться, а выделяться. При остывании звезды давление кристаллизации повышается ($(dp_n/dT) < 0$ —[1]), поэтому остывание звезды в целом ведет к плавлению кристаллического ядра ее. Временная продолжительность процесса плавления $\approx 10^5$ лет. При плавлении «выделяется» «лишний» объем $\sim (v_n - v_k)$ в расчете на одну частицу. «Выделение» объема приводит к накаливанию радиальных напряжений и к звездотрясениям, а выделяющаяся при плавлении мощность может быть сравнимой с мощностью, излучаемой пульсаром (оценки см. ниже).

Пусть $r_0 = r_0(t)$ — радиус кристаллического ядра пульсара, зависящий от времени t . За время dt расплывится объем:

$$dV_{\text{распл}} \approx 4\pi r_0^2 \frac{dr_0}{dt} dt, \quad (15)$$

$\frac{dr_0}{dt}$ — есть скорость движения границы между жидкостью и кристал-

лом. Для простоты мы считаем сейчас плотность ρ в центральной части звезды не сильно зависящей от координаты r . Это допустимо для грубых оценок, так как мы не рассматриваем наружные слои звезды, где величина $|d\rho/dr|$ велика. Умножая (15) на $(\rho/m_n)(m_n -$ масса нуклона), мы найдем число частиц, перешедших из кристаллической фазы в жидкую:

$$dN_{\text{распл.}} \approx \frac{\rho}{m_n} dV_{\text{распл.}} \quad (16)$$

Энергия, выделяющаяся при плавлении, по порядку величины есть $kT_{\text{пл.}} dN_{\text{распл.}}$. $T_{\text{пл.}}$ — здесь температура плавления кристалла. Так как $(\rho/m_n) \approx n_n$, можно написать:

$$kT_{\text{пл.}} dN_{\text{распл.}} \approx kT_{\text{пл.}} \frac{\rho}{m_n} dV_{\text{распл.}} \approx n_n kT_{\text{пл.}} 4\pi r_0^2 \frac{dr_0}{dt} dt, \quad (17)$$

или, учитывая, что модуль сдвига нейтронной кристаллической решетки G по порядку величины есть

$$G \sim \frac{kT_{\text{пл.}}}{v_n} \sim \frac{kT_{\text{пл.}}}{v_k} \sim n_n kT_{\text{пл.}} \quad (18)$$

(мы используем аналогию с обычным кристаллом), получим для скорости выделения плавящимся кристаллом тепла выражение:

$$\frac{dQ}{dt} \sim 4\pi r_0^2 G \frac{dr_0}{dt} \quad (19)$$

Оценим локальное повышение давления δp (вблизи границы кристаллического ядра). Очевидно, что $\delta p \sim \frac{\partial p}{\partial \rho} \delta \rho \sim s^2 \delta \rho$, $\delta \rho \sim \frac{m_n}{v_n} \sim \frac{m_n}{v_k}$,

s — характерная скорость звука, $\delta \rho \sim \frac{m_n}{v_n^2} \delta v$, $\delta v \sim (v_n - v_k)$, т. е.

$$\delta p \sim \frac{m_n s^2}{v_n} \frac{v_n - v_k}{v_n} \quad (20)$$

Естественным параметром, как и в теории плавления обычных кристаллов, является отношение модуля сдвига G к модулю сжатия E . Это отношение определяет, в частности, и величину скачка объема при плавлении [21]:

$$\frac{v_n - v_k}{v_n} \sim \frac{G}{E} \quad (21)$$

В свою очередь модуль E связан со скоростью звука s , а по порядку величины справедлива оценка:

$$E \sim (m_n s^2 / v_n). \quad (22)$$

Из равенств (20) и (22) теперь следует, что

$$\delta p \sim \frac{k T_{na}}{v_n} \sim n_n k T_{na} \sim G. \quad (23)$$

В то же время модуль E по порядку величины совпадает с давлением в центральной части звезды, иначе говоря, с плотностью гравитационной энергии:

$$E \sim \gamma \left(\frac{M}{R^2} \right)^2. \quad (24)$$

При плавлении обычных кристаллов скачок объема составляет обычно несколько процентов. Мы примем, что и при плавлении нейтронного кристалла отношение $(G/E) \sim (10^{-1} - 10^{-2})$. Когда мы рассматриваем обычный кристалл (например, какой-нибудь металл), модуль E определяется в основном давлением электронного газа, а модуль G кулоновским взаимодействием ионов (ядер). В нейтронном кристалле модуль сдвига не должен сильно отличаться от модуля сжатия, т. к. и тот, и другой определяются ядерными силами. Неравенство же $G < E$ сохраняется и в нейтронном кристалле — оно определяется как взаимодействием частиц, так и чисто структурными факторами. Ясно, что все наши грубые оценки носят ориентировочный характер и претендуют только на качественное описание физической ситуации.

Оценим максимальную энергию, которая может выделиться при плавлении кристаллического ядра. Из (19) следует, что

$$\max Q \sim \frac{4\pi}{3} \bar{G} [r_0^3(t_1) - r_0^3(t_2)]. \quad (25)$$

Здесь \bar{G} — некоторое среднее значение модуля G . Усреднение должно проводиться по радиусу между $r_0(t_1)$ и $r_0(t_2)$, t_1 — время, соответствующее началу, t_2 — концу плавления. Если еще $r_0(t_2) \ll r_0(t_1)$ (на самом деле это неравенство может быть и не слишком сильным!), то

$$\max Q \sim \frac{4\pi}{3} \bar{G} r_0^3(t_1). \quad (26)$$

Считая $\bar{G} \sim G \sim (10^{-1} - 10^{-2})E$, $M \sim M_\odot \approx 2 \cdot 10^{33}$ г, $R \sim 10^8$ см, $r_0(t_1) \sim R$, мы получим из (26) $\max Q \sim (10^{11} - 10^{12})$ эрг, если же $r_0(t_1) \sim 10^7$ см,

то $\max Q \sim (10^{45} - 10^{46}) \text{ эрг}$. Гравитационная энергия, запасенная в звезде, $\sim \frac{M^2}{R} \sim 3 \cdot 10^{52} \text{ эрг}$. Тепловая энергия в жидкой звезде (для нормальной ферми-жидкости!) есть, очевидно:

$$U_T \sim N \frac{kT}{\epsilon_{Fn}} kT. \quad (27)$$

N — число нейтронов в звезде, ϵ_{Fn} — нейтронная ферми-энергия. При $N \sim 10^{57}$ и $\epsilon_{Fn} \geq 10^5 \text{ эрг}$ получим при $T \sim (10^8 - 10^{10}) \text{ К}$, $U_T \sim (10^{45} - 10^{50}) \text{ эрг}$. Таким образом, энергия, выделяемая при плавлении, может быть вполне сравнимой с U_T (и даже превосходить ее!). Уже по этой причине для нейтронных звезд, имеющих кристаллические ядра, следует заново пересчитывать зависимости $T = T(r, t)$, результаты [19] для них, вообще говоря, не годятся. Сравнение с другими характерными энергиями для нейтронной звезды: энергиями вращения, ядерной, гравитационно-деформационной, магнитной, а также выделяющейся при переходе нейтронной жидкости в сверхтекучее состояние и последующем остывании звезды, показывает, что плавление может играть очень существенную роль в эволюции, а излучение в принципе может быть связано не только (и не столько) с потерями вращательной энергии.

2.2. *Накапливание разительных напряжений, звездотрясения и выбросы вещества из пульсаров.* Рассмотрим гипотетическую возможность, когда в излучение в основном перерабатывается энергия, выделяемая при плавлении кристаллического ядра. Пусть запасы этой энергии $Q \sim 10^{45} \text{ эрг}$, $r_0(t_1) \sim 10^7 \text{ см}$, а время плавления $(t_2 - t_1) \sim 10^4 \text{ лет}$. Поделив Q на t_2 , мы найдем $(Q/t_2) \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ эрг/сек}$. Это вполне разумное значение интенсивности излучения для пульсара. Оценим теперь скорость движения границы между кристаллической и жидкой фазами. Из (19) следует, что

$$\frac{dr_0}{dt} \sim \frac{1}{4\pi r_0^2 G} \frac{dQ}{dt}, \quad r_0 = r_0(t),$$

$$\min \frac{dr_0}{dt} \sim \frac{1}{4\pi r_0^2(t_1) G} \frac{Q}{t_2}. \quad (28)$$

При наших грубых оценках мы считаем, конечно, что $\frac{dQ}{dt} \sim \frac{Q}{t_2}$ и что за время $t_2 \sim (t_2 - t_1)$ выделится весь запас Q (на самом деле за время t_2 могло бы расплавиться, разумеется, не все ядро). Подставляя в (28) $r_0(t_1) \sim 10^7 \text{ см}$, $G \sim (10^{-1} - 10^{-2}) E$, $E \sim 10^{25} \text{ эрг/см}^3$, $(Q/t_2) \sim$

$\sim 3 \cdot 10^{30}$ эр/сек, получим $\min \frac{dr_0}{dt} \sim 3 \cdot (10^{-8} + 10^{-7})$ см/сек. Для дальнейших численных оценок примем $\frac{dr_0}{dt} \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см/сек. Характерное расстояние между нейтронами $\sim 10^{-11}$ см, значит за 1 сек планится, грубо говоря, $\sim 3 \cdot 10^3$ кристаллических слоев. Итак,

$$\frac{dV_{\text{раств.}}}{dt} \sim 4\pi r_0^2 \frac{dr_0}{dt} \sim \frac{4\pi r_0^2}{4\pi r_0^2 G} \frac{dQ}{dt} \sim \frac{1}{G} \frac{dQ}{dt}. \quad (29)$$

Численная оценка $\frac{dV_{\text{раств.}}}{dt} \sim 3 (10^2 - 10^3)$ см³/сек. За 1 год расплавляется объем $\sim (10^{10} - 10^{11})$ см³/год. „Выделяющийся“ при плавлении „лишний“ объем получается умножением расплавленного объема на отношение (G/E) . За 1 год накапливается „лишний“ объем $V_{\text{лив.}} \sim (10^8 + 10^{10})$ см³/год. Наличие кристаллической корки у пульсара приводит к накоплению радиальных напряжений. Избыточное давление $p_{\text{лив.}}$, накопленное за 1 год, составляет (при $V_{\text{лив.}} \sim 10^{10}$ см³/год)

$$p_{\text{лив.}} \sim \rho \frac{V_{\text{лив.}}}{V} \sim 10^{25} \text{ дин/см}^2 \cdot 10^{10} \text{ см}^3/\text{год} \cdot 10^{-18} \text{ см}^3 \sim 10^{17} \text{ дин/см}^2/\text{год}.$$

Здесь $V \sim 10^{18}$ см³ — полный объем нейтронной жидкости. Кроме радиальных напряжений в коре звезды накапливаются и касательные, обусловленные торможением. Суммарные напряжения направлены не по радиусу, а кора ломается, когда напряжения достигнут ее сдвиговых модулей. Для отношения модулей сдвига и сжатия коры естественно принять число $\sim 10^{-2}$, а типичное значение модуля сжатия в коре $\sim 10^{30}$ дин/см² [18]. Совсем грубо можно считать поэтому, что за времена порядка десятков лет в звезде могут накопиться избыточные напряжения, ведущие к разлому коры. Корректный расчет таких времен должен был бы учитывать зависимость избыточного давления в звезде от радиальной координаты.

Разлом коры мы интерпретируем, во-первых, как звездотрясение, при котором может скачком измениться угловая скорость пульсара Ω . Во-вторых, разлом коры и наличие радиальных напряжений способствуют выбросу вещества из подкорковой области. В этой области, как показано в [22], существует большой запас потенциально радиоактивного вещества, которое, однако, не может очень быстро выделять запасенную в нем ядерную энергию, пока не будет выброшено из звезды. После выброса вещества ядерная энергия интенсивно выделяется, и это приводит к естественному объяснению γ -вспышек [10]. Время накопления напряжений, необходимых для слома коры (≥ 10 лет), может рассматриваться как время между

последовательными звездотрясениями и выбросами вещества, а значит и как характерный интервал между двумя γ -вспышками. Энергии, выделяющейся при плавлении, вполне достаточно для объяснения разломов коры и выбросов подкоркового вещества. Подробное обсуждение спектральных характеристик γ -вспышек содержится в [10]. Там показано, что при выбросе из пульсара массы $M^* \approx 10^{21}$ г и коэффициенте преобразования кинетической энергии выброшенного вещества в энергию γ -вспышки $\sim (10^{-2} - 10^{-3})$ можно считать нейтронные звезды, рождающие γ -вспышки, находящимися в нашей Галактике в среднем на расстояниях ~ 0.25 клс. По оценкам [22] масса неравновесной оболочки (подкорки), в которой запасена ядерная энергия, $M_{об} \sim 10^{22}$ г.

2.3. О связи выбросов со скачками периода. Будем считать массу $M^* \sim 10^{21}$ г «наблюдаемой» величиной. Выброс M^* соответствует кинетической энергии выброшенного вещества $\sim 0.2 M^* c^2 \sim 2 \cdot 10^{41}$ эрг. За время ~ 10 лет при плавлении выделяется $\leq 10^{41}$ эрг, значит лишь очень малая доля выделяющейся при плавлении энергии переходит в кинетическую энергию выбрасываемого вещества. Остальная энергия перерабатывается в излучение и идет на нагревание охлаждающихся слоев звезд. Плавящееся ядро является весьма эффективно работающим внутренним источником энергии. При наличии выбросов вещества из звезды в принципе уже нельзя считать сохраняющимся при звездотрясении механический момент $I\Omega$ (как это обычно делается, см. [18]). Момент выброшенного вещества по порядку величины есть $M^* sR$, s — «средняя» скорость звука в веществе звезды ($s^2 \sim \frac{M}{R}$). Для звезды в целом $I \sim MR^2$, а $I\Omega \sim MR^2\Omega$. Поэтому имеет место оценка:

$$\frac{M^* sR}{MR^2\Omega} \sim \left(\frac{M^*}{M}\right) \left(\frac{s}{\Omega R}\right). \quad (30)$$

С другой стороны,

$$\frac{\Delta(I\Omega)}{I\Omega} \sim \left| \frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{\Delta M}{M} + 2 \frac{\Delta R}{R} \right|. \quad (31)$$

Здесь $\Delta M \sim M^2$. Аналогичная оценка имеет место и для энергии вращения ($\sim I\Omega^2$):

$$\frac{\Delta(I\Omega^2)}{I\Omega^2} \sim \left| \frac{\Delta M}{M} + 2 \frac{\Delta R}{R} + 2 \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \right|. \quad (32)$$

Эти оценки справедливы только по порядку величины. Если бы звезда была однородной (по плотности), можно было бы утверждать, что

$\frac{\Delta M}{M} \sim 3 \frac{\Delta R}{R}$, но для неоднородной звезды такое утверждение, вообще говоря, уже несправедливо. Поэтому мы будем исходить сейчас из

наблюдаемых фактов и их следствий. Подставляя в (30) $M^* \sim 10^{21}$ г, $M \sim 10^{23}$ г, $s \sim 10^{10}$ см/сек, $R \sim 10^8$ см и $\Omega \sim 10^2$ сек⁻¹, получим

$$\frac{\Delta(I\Omega)}{I\Omega} \sim 10^{-10}, \quad \frac{\Delta M}{M} \sim \frac{M^*}{M} \sim 10^{-12}. \text{ Реально для пульсаров наблюдаются}$$

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim (10^{-9} + 10^{-8}) \text{ и известно, что сразу после звездотрясения пульсар}$$

ускоряется ($\Delta\Omega > 0$) — [18], [23]. Из (31) следует при выбранных параметрах, что скачок $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} > 0$ эффективно может быть связан только с уменьшением R — сжатием звезды при звездотрясении

($\Delta R < 0$). Учитывая, что $\left| \frac{\Delta\Omega}{\Omega} + 2 \frac{\Delta R}{R} \right| \leq 10^{-10}$, мы получим из (32),

что $\frac{\Delta(I\Omega^2)}{I\Omega^2} - \frac{\Delta\Omega}{\Omega} > 0$, т. е. энергия вращения звезды при звездотрясении

немного увеличивается. Это соответствует „раскрутке“ звезды, а не ее торможению. Величина $\Delta(I\Omega^2) \sim 10^{43} - 10^{40}$ эрг, другими словами, $\Delta(I\Omega^2)$ может быть как больше, так и меньше кинетической энергии выброшенного вещества ($\sim 10^{41}$ эрг). Таким образом, скачки Ω при звездотрясениях естественно укладываются в схему с плавлением кристаллических ядер и выбросами вещества. Уменьшение радиуса звезды при звездотрясениях есть по существу следствие приближенного сохранения момента при выбранных нами „наблюдаемых“ параметрах. Отсутствие сейчас наблюдаемой корреляции скачков Ω и γ -вспышек не свидетельствует против предлагаемой теории (см. [9, 10]), однако обнаружение γ -вспышки во время сбоя периода хотя бы у одного пульсара безусловно послужило бы весьма серьезным аргументом в пользу развитой в [10] и в этой работе схемы.

3. Ударное плавление кристаллических ядер и структура гамма-вспышек.

3.1. Механизм ударного плавления кристаллического ядра. Некоторые наблюдающиеся γ -вспышки имеют довольно сложную структуру, в частности, внутри γ -вспышек наблюдается иногда несколько последовательных импульсов [8, 9]. Для объяснения таких последовательных импульсов в [10] была выдвинута гипотеза о многократных выбросах вещества. В рамках обсуждаемой нами модели с плавящимся нейтронным кристаллическим ядром такая гипотеза и структура γ -вспышек находят естественные объяснения. Многократные выбросы оказываются непосредственно связан-

ными с механизмом ударного плавления и возбуждением ударных волн в звезде при звездотрясениях. Качественную картину проще всего понять, пользуясь приведенной схемой—рис. 1. На этом рисунке кривые $p_1(r)$ и $p_2(r)$ показывают распределение давления по радиусу звезды соответственно в ненапряженном и напряженном состояниях. Прямые $p_n(T_1)$ и $p_n(T_2)$ соответствуют давлениям плавления при температурах T_1 и T_2 . В действительности функции $p_n(T)$ должны меняться и вдоль радиуса, т. к. $T = T(r)$,

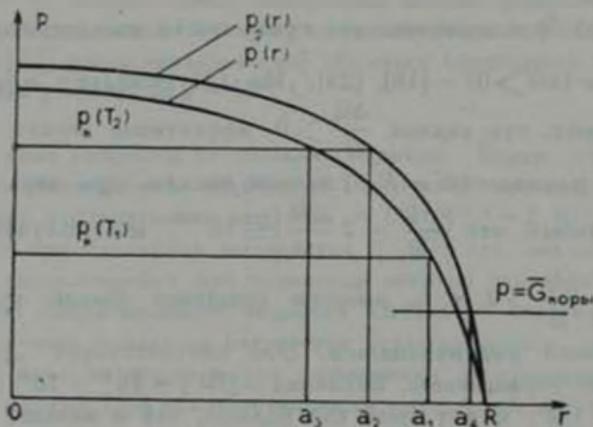


Рис. 1. Масштаб не соблюден. Объяснения в тексте.

однако для качественных рассуждений мы можем сейчас пренебречь этой зависимостью и считать $p_n(T_1)$ и $p_n(T_2)$ прямыми, параллельными горизонтальной оси. Линия $p = \bar{G}_{\text{кору}}$ соответствует давлению, равному среднему модулю сдвига в коре, точка $r = a$, — некоторая средняя координата коры. Пусть начальный радиус кристаллического ядра определяется пересечением $p_n(T_1)$ и $p_1(r)$ — точка $r = a_1$, при этом кора не ломается: $p_1(r = a_1) < \bar{G}_{\text{кору}}$. По мере остывания пульсара до температуры T_2 повышается давление кристаллизации и накапливаются дополнительные внутренние напряжения ($T_2 < T_1$; $\frac{dp_1}{dr} < 0$). Радиус кристаллического ядра при этом уменьшается до $r = a_2$, шароной слой с толщиной $(a_1 - a_2)$ расплавляется. Во всех точках r $p_2(r) > p_1(r)$, и при соответствующей температуре T_2 $p_2(r = a_1)$ становится равным $\bar{G}_{\text{кору}}$. В этот момент кора ломается, происходит звездотрясение и выброс подкоркового вещества. Легко понять, что разлом коры приводит к резкому сбросу давления внутри звезды. Грубо говоря, мы „соскакиваем“ на кривую $p_1(r)$. Температура в звезде не успевает, однако, измениться за время разлома коры (звездотрясения), поэтому давление кристаллизации будет теперь равно $p_n(T_2)$, а „равновесный“ радиус кристал-

лического ядра должен был бы стать $\sim r = a_2 < a_1$. Шаровой слой с толщиной $\sim (a_2 - a_1)$ должен расплавиться ударным образом. Но при этом снова выделяются энергия и „лишний“ объем. Как следствие этого происходит дополнительный выброс вещества из подкорковой области.

Если объем вещества, плавящегося ударным образом, достаточно велик, то в итоге выделится и довольно большая энергия, а это может привести к ударному разогреву не только внутренних областей звезды, но и коры. Время такого разогрева может быть, конечно, большим времени ударного плавления. Вполне возможно, что такой разогрев может сопровождаться интенсивным рентгеновским излучением при звездотрясении и в течение некоторого времени после него. Оценки выделяющейся при плавлении энергии показывают, что такая возможность вполне реальна. Отметим здесь же, что уже наблюдались γ -вспышки с рентгеновским сопровождением [24].

3.2. Структура γ -вспышек — источник информации о динамике ударного плавления. Не представляет, конечно, труда видоизменить рассмотренную выше простейшую схему в тех случаях, когда число выбросов больше двух или когда такой выброс всего один. Мы можем и еще дальше развить эту схему, если учтем, что два-три импульса в γ -вспышке часто следуют друг за другом с интервалом ~ 10 сек. [9]. Плавление есть фазовый переход первого рода и, вообще говоря, это процесс со сравнительно большой инерцией. Примем для определенности, что напряжения, необходимые для разлома коры, накапливаются при «спокойном» плавлении за время ~ 10 лет. За это время выделяется энергия $\sim 10^{41}$ эрг. Рассмотрим модельную ситуацию, когда второй импульс в γ -вспышке имеет примерно такую же интенсивность, как и первый. Будем считать, что при ударном плавлении также выделяется $\sim 10^{41}$ эрг, т. е. расплавляется примерно столько же вещества, сколько расплавилось за 10 лет «спокойного» плавления. Эта последняя величина $\sim 10^{11}$ см³, поэтому за 1 сек расплавляется ударным образом $\sim 10^{10}$ см³/сек. Скорость движения границы жидкой и кристаллической фаз есть теперь

$$\frac{dr_0}{dt} \sim \frac{1}{4\pi r_0^2} \frac{dV_{\text{распла.}}}{dt} \sim \frac{10^{10} \text{ см}^3/\text{сек}}{4\pi \cdot 10^{10} \text{ см}^2} \sim 0.1 \text{ см/сек}$$

(как и выше, мы принимаем здесь, что $r_0 \approx 10^7$ см).

Мы связываем ударное плавление с временем ~ 10 сек. Отсюда следует, что последовательные разломы коры и выбросы вещества также характеризуются интервалом ~ 10 сек. На первый взгляд, характерная продолжительность каждого разлома не должна сильно отличаться от времени распространения ударной волны от коры к ядру и обратно — это просто

гидродинамическое время $\sim (10^{-3} + 10^{-4})$ сек. В действительности нужно иметь в виду вероятную возможность многократных последовательных отражений затухающей ударной волны от коры и ядра звезды. Истинная продолжительность разлома зависит от того, как быстро ударные волны затухают. Характерное время такого затухания заведомо меньше 10 сек, возможно, что сама ширина импульса γ -вспышки как раз соответствует продолжительности разлома. Вывод, который мы делаем, заключается в том, что разлом коры приводит к сильной интенсификации плавления ядра. Все наши качественные рассуждения сохраняют силу даже если уменьшить оценку полной энергии, выделяющейся при плавлении, на $2+3$ порядка. Подчеркнем еще, что энерговыделение при плавлении соответствует по своим масштабам энерговыделению при взрывах новых звезд. Последние характеризуются, как известно, выходом мощных ударных волн на поверхность звезд, сильным разогревом и рентгеновским и γ -излучением. Подобные процессы вполне вероятны и в пульсарах. Можно ожидать, что молодые пульсары могут оказаться *значительно активнее*, чем это считалось до сих пор.

3.3. *Другие процессы, связанные с фазовыми переходами в веществе нейтронных звезд.* Мы кратко упомянем еще о некоторых процессах, сопровождающих перестройки коры пульсаров и фазовые переходы в веществе нейтронных звезд. Корректные расчеты всех таких процессов — задача чрезвычайно трудная, т. к. они связаны с распространением и затуханием ударных волн и возмущений. Последние же мы умеем описывать пока лишь очень грубо качественно. Отметим здесь, что в нейтронной звезде очень существенна дисперсия скорости звука, связанная просто с неоднородной плотностью. Это приводит к очень сильному затуханию любых гидродинамических мод. Большой вклад в поглощение энергии гидродинамических колебаний и ударных волн дает поглощение при отражениях волн от коры и ядра пульсара. Любопытен возможный механизм выделения ядерной энергии при плавлении кристаллического ядра. Напряжения в подкорковом слое, где имеется вырожденная электронно-ядерная плазма, накапливающиеся в промежутках между звездотрясениями, могут инициировать в этом слое ядерные реакции или служить причиной их интенсификации (если они идут, о возможности таких реакций безотносительно к напряжениям — см. [22, 25, 26]). Понятно также, что и прохождение через этот слой ударных волн в принципе может сопровождаться выделением ядерной энергии.

Интересно обратить внимание еще на возможную «обратимость» процесса плавления. Ударные волны, последовательно отражающиеся от коры и ядра пульсаров, сопровождаются, естественно, и колебаниями температуры. Эти колебания, в свою очередь, приводят к колебаниям давления кри-

стализации $\rho_l = \rho_k(T)$. Процесс ударного плавления имеет поэтому более сложный характер, чем это описано выше — возможны квазиколебательные режимы перехода от $r_0 \sim a_2$ к $r_0 \sim a_1$. Естественно, что если квазиколебания (плавление \rightleftharpoons кристаллизация) реализуются, плавится всегда больше вещества, чем кристаллизуется. В целом процесс плавления — явление необратимое, а звездотрясения ведут, конечно, к диссипации полной энергии звезды. Это вовсе не противоречит тому, что сама звезда после звездотрясения ускоряет свое вращение.

Укажем на возможное объяснение уменьшения радиуса звезды при звездотрясении. Пусть первоначально температура $T(r)$ — монотонная функция r . При слоде коры ядро интенсивно плавится, а выделяющаяся энергия может «рассасываться» по всему объему звезды за большее время, чем время эффективного затухания ударных волн. Предположим, что ударные волны не успевают «растопить» всю энергию, выделившуюся при плавлении, по всей звезде до своего заметного ослабления. Процессы обычной теплопроводности также характеризуются сравнительно большими временами (см. раздел 1). При таких условиях в звезде в окрестности границы кристалл—жидкость в течение некоторого времени может существовать «горячий» шаровой слой. Наличие такого «горячего» слоя приведет к локальному разогреву как кристалла, так и нейтронной жидкости и к понижению давления кристаллизации. Часть энергии из «горячего» слоя вновь аккумулируется теперь кристаллом, и при этом снова растет радиус кристаллического ядра. Кристаллизация приводит к поглощению не только энергии, но и объема. С таким уменьшением объема можно было бы пытаться связать уменьшение радиуса звезды ($\Delta R < 0$) после звездотрясения. Обратимость процесса плавления не могла бы иметь места в период «спокойного» плавления ядра. Такая обратимость есть следствие существенно неравновесной ситуации, возникающей при ударном воздействии. Если бы такой механизм уменьшения R был основным, мы могли бы поставить и обратную задачу: зная из наблюдений ($\Delta\Omega/\Omega$), определить ($\Delta R/R$), а при заданном R определить и количество закристаллизовавшегося вещества (после сбоя периода). Последнее, в принципе, связано с тем, какова температура внутри пульсара. Таким образом, имелась бы принципиальная возможность определения $T(r \sim r_0)$ из наблюдения ($\Delta\Omega/\Omega$). Реализация такой программы осложняется тем, что нужно учитывать возможность малой перестройки при звездотрясении формы пульсара, что также приводит к эффективному уменьшению R . К тому же пока мы слишком плохо знаем и функции $\rho_k(T, \rho)$ и $\rho(r)$.

«Выделение» объема при плавлении не приводит в нашей схеме к увеличению радиуса звезды, т. к. до звездотрясения атому мешает кора, а при звездотрясении «лишний» объем сбрасывается. Считая, что при каждом разломе коры выбрасывается $\sim 10^{21}$ г, мы найдем среднюю плотность

выбрасываемого вещества $\rho_{\text{эф}}^{(a)} \sim (10^{10} \div 10^{11}) \text{ г/см}^3$. (Разумно считать, что при разломе выбрасывается как раз такое количество вещества, которое соответствует накопившемуся при плавлении «лишнему» объему). Подчеркнем, что процесс кристаллизации всегда запаздывает, он «ждет» пока интенсивность ударных волн уменьшится. Сжатие же пульсара облегчается тем, что во время звездотрясения кора становится неустойчивой по отношению к различным деформациям.

В принципе могло бы случиться еще и так, что после первого выброса «дырка в коре» не вполне закрылась, и в течение всего времени ударного плавления в нее «малыми порциями» выкидывается суммарный «лишний» объем. В этом случае после первого «большого» выброса может быть серия мелких, следующих друг за другом с характерным временем $\sim 10^{-4}$ сек. Когда же ударная волна достаточно затухнет, «дырка» закроется. Этот момент приблизительно соответствует концу ударного плавления и началу возможной кристаллизации. Весь «лишний» объем, выделившийся при ударном плавлении, «в момент закрытия дырки» сброшен. Аналогичную выбросам временную структуру будет иметь и γ -вспышка. Регистрирующая электроника спутников Vela, с помощью которой были обнаружены впервые γ -вспышки [8], имеет время разрешения $\sim 10^{-7}$ сек, а потому не может зарегистрировать серию импульсов с интервалом $\sim 10^{-4}$ сек. Тонкую структуру «хвоста» γ -вспышек с одним главным пиком можно изучать, лишь увеличив примерно на два порядка время разрешения, достигнутое в аппаратуре спутников Vela.

Рассмотрение различных эффектов в этой статье основано на качественных соображениях и оценках, полученных в [1] и [10]. Хотя подобные оценки не могут претендовать на абсолютную количественную достоверность, нам представляется, что качественные соображения являются очень правдоподобными и достаточно общими для того, чтобы быть учтенными в любой будущей количественной теории. Разумные обобщения на те случаи, когда нейтронная жидкость является сверхтекучей, а в звезде имеется еще л-конденсат (тоже, быть может, сверхтекучий), будут рассмотрены в другой работе. При современном уровне наших знаний о взаимодействиях и процессах в нейтронных звездах численные вычисления (особенно относящиеся к кинетическим и динамическим процессам) всегда носят в той или иной степени спекулятивный характер. Возникающие здесь проблемы связаны как с отсутствием надежного уравнения состояния, так и с трудностями описания распространения и затухания ударных волн. Тем более обнадеживающими в таких условиях выглядят качественные схемы, позволяющие вполне удовлетворительным образом связать качественные и полуколичественные оценки с результатами наблюдений.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность за обсуждение рассмотренных в статье вопросов В. Л. Гинабургу, Я. Б. Зель-

довичу, Д. А. Киржницу, В. С. Имшенику, Г. С. Бисноватому-Когану и А. А. Собянину, за интерес и внимание к работе они признательны А. Ф. Андрееву, Л. М. Озерному, Д. Пайнсу и В. Н. Сазонову. Авторы благодарят также советских и зарубежных коллег, приславших препринты и оттиски ряда интересных работ.

Институт физики высоких давлений
АН СССР

SOME CONSEQUENCES OF PHASE TRANSITIONS IN NEUTRON STAR MATTER

Ju. M. BRUK, K. I. KUGEL

Characteristic times of temperature equalizing for liquid and solid phases in the central region of neutron stars are estimated. Any magnetic transformations are shown to occur in a neutron star more slowly than a thermal one. The thermal evolution of a star in the initial period of its existence is described schematically. The estimates given in the paper show that after the formation of a neutron star with the crystalline core the temperature of its interior is a nonmonotonous function of the radial coordinate. This nonmonotony results from the sharp adiabatic cooling of the crystalline core in the process of the star formation (Pomeranchuk effect). The mechanism of melting of neutron stars' crystalline cores and the possibilities of throwing out of pulsar matter during starquakes caused by the accumulation of radial stresses are described. It is possible to associate the throwing out of the pulsar matter not only with the dynamic processes in the pulsar crust but also with the low energy gamma-ray bursts. The possible repetitions of gamma-ray bursts in the periods of the order of dozens of years are also predicted. The mechanism of the shock melting of neutron stars' crystalline cores is considered. The correlation of the melting and crystallization dynamics of a neutron core with the structure of gamma-ray bursts is possible. It is shown that certain information about the internal processes and phase transitions in a neutron star can be obtained by studying the structure of gamma-ray bursts. The possibilities of the nuclear energy emission in a star, the shock heating and X-radiation accompanying gamma-ray bursts are also noted. The fine structure of gamma-ray bursts with a single pulse is predicted.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Ю. М. Брук, *Астрофизика*, 11, 97, 1975.
- 2 А. Г. У. Cameron, V. Canuto, *Neutron Stars*, XVI Solvay Conference, Bruxelles, 1973.
- 3 V. Canuto, *Ann Rev Astron. Astrophys.* 12, 167, 1974.
- 4 V. Canuto, S. M. Chitre, *Phys. Rev.*, 49, 1587, 1974.
- 5 D. Pines, *Observing Neutron Stars*, XVI Solvay Conference, Bruxelles, 1973.
- 6 H. Heintzmann, W. Hillebrandt, E. Krotscheck, *Ann. Phys.*, 81, 625, 1973.
- 7 И. Я. Померанчик, *ЖЭТФ*, 20, 919, 1950; Собрание научных трудов, т. 1, Наука М., 1972, стр. 210.
- 8 I. V. Strong, R. W. Klebesadel, R. A. Olson, *Ap. J.*, 182, L 85, 1973; 188, L 1, 1974; Е. П. Малцу, С. В. Голенский, В. Н. Ильинский, *Письма ЖЭТФ*, 19, 126, 1974.
- 9 О. Ф. Прилуцкий, И. А. Розенталь, В. В. Усов, *УФН*, 116, 517, 1975.
- 10 Г. С. Бисноватый-Котан, В. С. Нияшеник, Д. К. Надежин, В. М. Чесеткин, препринт № 12, ИПМ АН СССР, 1974. *Astrophys. Space Sci.*, 35, 3, 1975.
- 11 Ю. М. Брук, *Астрофизика*, 9, 237, 1973.
- 12 А. Б. Мыдал, *Phys. Rev. Lett.*, 31, 257, 1973; *Письма ЖЭТФ*, 18, 443, 1973; А. Б. Мыдал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, *ЖЭТФ*, 66, 443, 1974; G. Baum, *Phys. Rev. Lett.*, 30, 1340, 1973; G. Baum, E. Flowera, *Nucl. Phys.*, A 222, 29, 1974; G. Baum, W. C. Pethick, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 25, 27, 1975.
- 13 В. А. Гимбург, *УФН*, 97, 601, 1969.
- 14 G. Baum, C. Pethick, D. Pines, *Nature*, 224, 674, 1969; D. C. Kelly, *Ap. J.*, 179, 599, 1973; A. M. Gentile, *Astrophys. Lett.*, 5, 245, 1970.
- 15 Л. Д. Лондоу, Е. М. Лишици, *Статистическая физика*, Наука, М., 1964, гл. 5.
- 16 Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Теория тяготения и эволюция звезд*, Наука, М., 1971, гл. 11.
- 17 Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М., 1966, гл. X.
- 18 Ф. Дэйсон, Л. Тер-Хаар, *Нейтронные звезды и пульсары*, Мир, М., 1973.
- 19 S. Tsuruta, V. Canuto, J. Ludenquat, M. Ruderman, *Ap. J.*, 176, 731, 1972. S. Tsuruta, preprint, GSFC—X-640-72-417, 1972.
- 20 И. Е. Дьялошинский, П. С. Кондратенко, В. С. Асочников, *ЖЭТФ*, 62, 1575, 2318, 1972; П. С. Кондратенко, В. С. Асочников, *ФТТ*, 15, 440, 1973.
- 21 Я. Н. Френкель, *Кинетическая теория жидкостей*, Наука, Л., 1975.
- 22 Г. С. Бисноватый-Котан, В. М. Чесеткин, *Письма ЖЭТФ*, 17, 622, 1973; *Astrophys Space Sci.*, 26, 3, 1974.
- 23 В. А. Гимбург, *УФН*, 103, 393, 1971.
- 24 A. E. Metzger, R. H. Parker, D. Gilman, L. E. Peterson, J. I. Trombka, *Ap. J.*, 194, L 19, 1974; J. I. Trombka, E. L. Eller, R. L. Schmadebeck, I. Adler, A. E. Metzger, D. Gilman, P. Corenstein, P. Bjorkholm, *Ap. J.*, 194, L 27, 1974.
- 25 Г. С. Соваля, Р. М. Алакич, *Астрофизика*, 8, 125, 1972.
- 26 Э. В. Чубарян, Р. М. Алакич, *Уч. зап. Ереванского ун-та*, 1, 38, 1972.