

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

## КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЯДРА И ЭФФЕКТ ПОМЕРАНЧУКА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Ю. М. БРУК

Поступила 8 апреля 1974

Переход от жидкой фазы к кристаллической при адиабатическом сжатии сердцевин нейтронной звезды при ее „рождении“ приводит к резкому охлаждению нейтронного кристаллического ядра. Подобная задача рассматривалась ранее И. Я. Померанчуком применительно к жидкому  $He^3$ . Описываемый эффект существенно влияет на характер кривых остывания нейтронных звезд. При дальнейшей эволюции звезды возможно плавление кристаллического ядра или дальнейшая кристаллизация нейтронной жидкости. В обоих случаях в звезде возникают радиальные напряжения и, как следствие этого, возможны „звездотрясения“.

Целью настоящей статьи является качественное рассмотрение специфических низкотемпературных эффектов применительно к нейтронной жидкости в центральной части пульсаров. Строгое количественное описание подобных задач в настоящее время не представляется возможным. Однако приводимые ниже оценки показывают, что описываемые явления могут играть важную роль в физике нейтронных звезд. Их необходимо учитывать как при описании внутреннего строения пульсаров, так и при моделировании динамических процессов в твердой оболочке нейтронных звезд. В частности, ниже рассматривается новая возможность объяснения „звездотрясений“, проявляющихся в наблюдаемых скачках периода вращения звезды. Описываемые ниже эффекты тесно связаны также с тепловой эволюцией (остыванием) звезды.

1. *Эффект Померанчука в квантовой жидкости. Применение к нейтронной звезде.* Известно, что в квантовой жидкости фермиевского типа (примером обычно служит жидкий  $He^3$ ) велика роль об-

менного взаимодействия. Обменные эффекты существенным образом проявляются при фазовом переходе жидкость — кристалл в  $\text{He}^3$ . И. Я. Померанчук [1] обратил внимание на то обстоятельство, что в закристаллизовавшемся  $\text{He}^3$  энтропия  $S_n$ , рассматриваемая как функция температуры  $T$ , при достаточно низких температурах выше энтропии жидкой фазы  $S_n$ . Это связано с тем, что в кристалле  $\text{He}^3$  ядерные спины свободно ориентируются в пространстве, а обменные эффекты, обусловленные ядерными спинами, отсутствуют. Такая ситуация возможна при температурах выше температуры  $T_m$ , когда включается магнитное взаимодействие ядерных спинов друг с другом. По порядку величины  $kT_m \sim (\mu^2/b^3)$  ( $T_m \sim 10^{-7}$  К для случая  $\text{He}^3$ ). Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $\mu$  — магнитный момент,  $b$  — расстояние между соседними частицами (атомами). При температурах  $T > T_m$  можно считать энтропию в кристалле  $\sim k \ln 2$  в расчете на одну частицу (атом). Умножая это значение на число частиц в  $1 \text{ см}^3$   $N \approx (p_F^3/3\pi^2\hbar^3)$  (мы считаем, что число частиц в  $1 \text{ см}^3$  кристалла приблизительно то же, что и в  $1 \text{ см}^3$  жидкости,  $p_F$  — фермиевский импульс), мы получим:

$$S_k \approx k \ln 2 \frac{p_F^3}{3\pi^2\hbar^3}. \quad (1)$$

С другой стороны, энтропия  $1 \text{ см}^3$  жидкости описывается обычным ферми-жидкостным соотношением:

$$S_n = \frac{m^* p_F}{3\hbar^3} k^2 T. \quad (2)$$

Здесь  $m^*$  — эффективная масса квазичастиц ферми-жидкости. Число частиц в ферми-жидкости равно числу квазичастиц (это утверждение лежит в основе теории ферми-жидкости Ландау), поэтому фермиевский импульс  $p_F$  определяется просто плотностью жидкости. Приравнивая выражения (1) и (2), мы найдем температуру  $T_1$ , вплоть до которой выполняется неравенство  $S_n < S_k$ :

$$kT_1 \approx \frac{2 \ln 2}{\pi^2} \frac{p_F^2}{2m^*} \approx 0.14 \frac{p_F^2}{2m^*}. \quad (3)$$

Для  $\text{He}^3$  температура  $T_1 \sim 0.3^\circ \text{K}$ . При  $T < T_m$  энтропия кристаллической фазы резко убывает, при этом в соответствии с общим требованием термодинамики:  $S_n \rightarrow 0$  при  $T \rightarrow 0$ .

Понятно теперь, что переход от жидкой фазы к кристаллической, совершенный в адиабатических условиях, должен приводить к резкому охлаждению системы. Возможность получения твердого  $\text{He}^3$  при экстре-

мально низких температурах при адиабатическом сжатии жидкого  $\text{He}^3$  была предсказана И. Я. Померанчуком на основе изложенных выше соображений. В дальнейшем именно эти предсказания послужили основой для экспериментального получения сверхнизких температур [2]. Обзор экспериментальной ситуации и уточнения теории для  $\text{He}^3$  можно найти в [3].

Мы обсудим теперь те же соображения применительно к нейтронной жидкости при плотностях порядка ядерной. В последние годы вопрос о кристаллизации нейтронной жидкости в центральной части пульсаров активно изучается. (Обзор соответствующих работ см. в [4]). Полностью повторяя предыдущие рассуждения, мы приходим к выводу, что при плотностях порядка  $10^{14}$ – $10^{15}$  г/см<sup>3</sup> „характерные“ температуры для нейтронного кристалла составляют:  $T_m \sim 10^5$  К,  $T_1 \sim 10^{11}$  К. При оценках мы считаем, что  $m^* \sim m$ ,  $m$  — масса свободного нуклона.

В работах, посвященных кристаллизации нейтронной ферми-жидкости, показано, что переход жидкость—кристалл может осуществляться при плотностях как раз порядка  $10^{14}$ – $10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. Можно поэтому рассуждать так. Представим себе, что при „рождении“ пульсара произошло быстрое сжатие центральной части звезды. Понятно, что такое сжатие должно характеризоваться гидродинамическим временем:  $\tau_{\text{см}} \approx R^{3/2} (\gamma M)^{-1/2}$ ,  $R$  — радиус сжимающегося шара,  $M$  — его масса,  $\gamma$  — гравитационная постоянная. Если  $\tau_{\text{см}}$  меньше характерных времен других процессов, влияющих на эволюцию пульсара на начальной стадии его существования, сжатие может считаться адиабатическим. В процессе сжатия давление внутри звезды возрастает. В центральной части, где оно достигло или превзошло давление затвердевания  $p_k$ , должен образоваться нейтронный кристалл. Если процесс сжатия был адиабатическим, температура кристаллического ядра должна резко уменьшиться по сравнению с температурой жидкого ядра, существовавшего в звезде до образования кристалла. Температура в жидком сферическом слое, непосредственно прилежащем к кристаллическому ядру, может быть сразу после „рождения“ пульсара выше, чем температура ядра. С другой стороны, в звезде всегда существует градиент температуры, и в направлении к поверхности звезды температура падает. Можно думать поэтому, что кривая  $T(r)$  ( $r$  — расстояние от центра звезды) должна иметь максимум при  $r \sim r_0$ ,  $r_0$  — радиус кристаллического ядра.

Очень существенным представляется факт понижения (на два-три порядка!) температуры в области  $r < r_0$  по сравнению со случаем, когда кристаллическое ядро в звезде не образуется. Это означает, в

частности, что кривые остывания  $T(t)$  (температура—время) для нейтронных звезд, имеющих кристаллические ядра, должны отличаться от соответствующих кривых для звезд, не имеющих кристаллической сердцевин. (Кривые  $T(r, t)$  при  $r = 0$  и  $r = R$  для звезд без кристаллических ядер — см. в [5]). Разумеется, со временем кривые  $T(r)$  понижаются, может случиться, что через достаточно большое время максимум на кривой  $T(r)$  для звезды с кристаллическим ядром сгладится, а функция  $T(r)$  станет монотонно убывающей. Соответствующий модельный расчет может быть проделан только при дополнительных предположениях о характере теплопроводности в различных областях остывающей (за большие времена) звезды.

Такая задача будет подробно обсуждена в другой работе. Здесь мы приведем лишь результаты такого рассмотрения и укажем основные предположения, при которых эти результаты получаются. Пока окружающая кристаллическое ядро нейтронная жидкость имеет более высокую температуру, чем кристалл, существует, конечно, поток тепла в кристаллическую фазу. Время выравнивания температур существенно зависит от того, является ли нейтронная жидкость нормальной или сверхтекучей. Однако на начальной стадии жизни звезды нейтронная жидкость может считаться нормальной, во всяком случае пока температура ее выше температуры перехода в сверхтекучее состояние ( $10^9 + 10^{10}$  К). Теплопроводность в центральной части звезды (и в кристалле, и в жидкости) определяется вырожденными ультрарелятивистскими электронами. Основной вклад в теплоемкость в жидкой фазе дает нейтронная компонента, теплоемкость кристаллической фазы также оказывается пропорциональной температуре  $T$  (см. следующий раздел). Отношение теплопроводности к теплоемкости определяет коэффициент температуропроводности, а последний в свою очередь определяет время выравнивания температур, если известны характерные размеры кристаллического ядра. Радиус кристаллического ядра может быть порядка размеров звезды (см. ниже). Оцененные таким образом времена выравнивания температур могут достигать значений  $\sim 10^2 + 10^3$  лет. Эти времена малы по сравнению с „временами жизни“ звезды, но велики по сравнению с гидродинамическими временами. Это означает, что процесс рождения звезды действительно должен быть адиабатическим. Времена  $\sim 10^3 + 10^5$  лет являются характерными временами остывания звезды до температуры  $\sim 10^8$  К [5]. В соответствии с этим учет теплообмена между „горячей“ жидкостью и нейтронным кристаллом уже на начальной стадии жизни звезды *очень существенен* для расчета кривых остывания. Одновременно нужно учитывать и процессы остывания за счет ухода нейтрино, рождающихся при  $\beta$ -процессах при высоких температурах ( $T \geq 10^8$  К)

и покидающих звезду. Характерные времена нейтринного охлаждения также порядка  $10^3 + 10^5$  лет.

Отметим еще, что если кристаллическое ядро в звезде окружает слой сверхтекучей нейтронной жидкости, то при расчете остывания звезды нужно принимать во внимание особые условия теплообмена между кристаллом и сверхтекучей жидкостью (температурный скачок Капицы). Применительно к теплообмену между твердым телом и сверхтекучим гелием эти вопросы хорошо разработаны (см., например, [6]). Модельное рассмотрение скачка Капицы на границе твердого и жидкого  $He^3$  см. в [7]. Для границы нейтронный кристалл — нейтронная жидкость соответствующая теория температурного скачка может строиться по аналогии с [7].

2. *Существует ли нейтронное кристаллическое ядро в пульсарах?* Несмотря на то, что кристаллизации нейтронной жидкости посвящено уже достаточно большое число работ, сам вопрос о существовании нейтронного кристалла в центральной части пульсаров не может считаться пока окончательно решенным. Авторы ряда работ оценивали плотности и соответствующие давления, при которых должна происходить кристаллизация нейтронной жидкости. Большая часть таких оценок упомянута в обзоре [4], список других см. [8]. Следует сразу же отметить, что во всех этих оценках и расчетах существует очень большая неопределенность. В зависимости от используемых модельных уравнений состояния и межнуклонных потенциалов плотности, при которых происходит кристаллизация, колеблются от  $\sim 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> до  $\sim 3 \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>, а давления кристаллизации от  $\sim 7 \cdot 10^{33}$  дин/см<sup>2</sup> до  $\sim 5 \cdot 10^{36}$  дин/см<sup>2</sup>. Заметим еще, что значения давления кристаллизации фактически во всех работах получены для случая нулевой температуры.

В „стандартной“ нейтронной звезде ( $M \sim M_{\odot}$ ,  $R \sim 10$  км) область с плотностями  $\sim 10^{14} + 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> занимает большую часть звезды (шар с радиусом  $\sim 7$  км, см. [4]). Поэтому и нейтронное кристаллическое ядро, если оно существует, может иметь размеры, сравнимые с радиусом звезды. С другой стороны, очевидно, что если давление кристаллизации окажется на самом деле больше давления в центре нейтронной звезды (например, это может случиться для нейтронных звезд с  $M \sim 0.1 M_{\odot}$ ), то кристаллического ядра заведомо в звезде не будет. Кристаллического нейтронного ядра не будет и в тех областях „тяжелых“ нейтронных звезд, в которых плотности значительно превышают ядерную. В таких случаях пульсар имеет, как известно, гиперонное ядро. Строить же какие-либо гипотезы о кристаллизации вещества при плотностях, значительно превышающих ядерную, пока, по-видимому, преждевременно.

В последние годы обсуждается также вопрос о  $\pi$ -мезонной конденсации в ядерной и нейтронной материи (см., например, [9] и ссылки там). Учет  $\pi$ -конденсации должен привести к пересмотру наших представлений об уравнении состояния нейтронной материи. Однако, можно думать, что сама возможность кристаллизации нейтронной жидкости останется (см. [10]). В то же время вряд ли можно доверять существующим сейчас расчетам, в которых переход в кристаллическое состояние соответствует плотностям  $\gtrsim 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. Корректные расчеты при таких плотностях требуют обязательного учета  $\pi$ -конденсации.

Вопросам, связанным с *наблюдательными* проявлениями нейтронных кристаллических ядер в пульсарах, посвящен недавний большой обзор Д. Пайнса [11]. Д. Пайнс высказывает мнение, что пульсар в Веле (Парусе) и, возможно, рентгеновский пульсар Her X—1 имеют кристаллические ядра, тогда как у пульсара в Крабе такого ядра нет. Мы ограничимся пока только замечанием о том, что возможное существование кристаллических ядер в пульсарах может приводить к наблюдаемым следствиям (см. еще [12]).

Заслуживает упоминания и то обстоятельство, что нейтронный кристалл является кристаллом *существенно квантовым*. Теория таких кристаллов в последнее время разрабатывалась с разных точек зрения [13—15]. Существенно, что для квантовых кристаллов необходимо с самого начала учитывать большую величину нулевых колебаний. Как показано в [15], для кристаллов фермиевского типа (к которым принадлежит и нейтронный кристалл) при низких температурах и теплоемкость дает дополнительный вклад специфическая фермиевская ветвь возбуждений. Этот вклад оказывается пропорциональным температуре  $T$  и приводит, казалось бы, к противоречию со сделанным выше утверждением о том, что энтропия кристалла  $s_n \sim k \ln 2$  на частицу. В результате возникает вопрос и о выполнении неравенства  $S_n > S_m$  при  $T_m \lesssim T \lesssim T_1$ .

В действительности же для описанного нами выше эффекта Померанчука существенно именно неравенство  $S_n > S_m$  и оно, конечно, выполняется и при учете дополнительной ветви возбуждений в фермиевском кристалле. В работе [15] вклад спиновой части энтропии не учитывался. На самом деле энтропия кристалла складывается теперь из двух частей:

$$s_n^* \approx k \ln 2 + \alpha T, \quad \alpha = \text{const.} \quad (4)$$

Отсюда, конечно, следует, что теплоемкость квантового фермиевского кристалла при достаточно низких температурах пропорциональна  $T$ . Вывод о крутом спаде  $S_n$  при  $T \lesssim T_m$  остается в силе. Что касается

температуры  $T_1$ , то оценка для нее во всяком случае не может уменьшиться. Дополнительный вклад  $\alpha T$  в (4) возникает, однако, при очень низких температурах ( $T \ll T_1$ ,  $T_1$  из (3)). Для наших оценок этот вклад не является существенным, и мы будем ниже продолжать считать  $s_\alpha \approx k \ln 2$ .

3. *Кривая плавления нейтронного кристалла и тепловая эволюция пульсара.* Зависимость давления кристаллизации  $p_\alpha$  от температуры  $T$  мы будем описывать обычным уравнением Клаузиуса-Клапейрона:

$$\frac{dp_\alpha}{dT} = \frac{s_\alpha - s_m}{v_\alpha - v_m}. \quad (5)$$

Здесь  $v_\alpha$  и  $v_m$  — удельные объемы соответственно кристаллической и жидкой фаз. При  $T_m < T < T_1$  можно для грубых оценок пренебречь величиной  $s_m$  по сравнению с  $s_\alpha$ ,  $s_\alpha \approx k \ln 2$ , поэтому

$$\frac{dp_\alpha}{dT} \approx - \frac{k \ln 2}{v_\alpha - v_m}. \quad (6)$$

Будем сначала считать,  $v_m > v_\alpha$ . В этом случае  $dp_\alpha/dT < 0$ , и это неравенство верно во всем интервале температур  $T_m < T < T_1$ . При  $T < T_m$ :  $s_\alpha \rightarrow 0$  и  $dp_\alpha/dT \rightarrow 0$ , при  $T > T_1$  производная  $dp_\alpha/dT$  меняет знак. Практически в звездах всегда можно считать  $T \leq T_1 \sim 10^{11}$  К.

Представим себе теперь, что в нейтронной звезде имеется кристаллическое ядро и его температура  $T'$  удовлетворяет неравенствам:  $T_m < T' < T_1$ . По мере остывания звезды (за большие времена, порядок этих времен определяется механизмами теплопроводности и нейтринными потерями) температура нейтронного кристалла также уменьшается. Давление кристаллизации  $p_\alpha$  при этом растет. С другой стороны, можно считать, что распределение давления внутри звезды  $p(r)$  практически не меняется. Но тогда мы должны прийти к выводу о том, что внешняя часть кристаллического ядра должна расплавиться. Теперь мы учтем, что по нашему предположению  $v_m > v_\alpha$ , а значит при плавлении появится „лишний“ объем. Грубо говоря, звезда должна начать „разбухать“. Но, согласно существующим представлениям, пульсары имеют квазикристаллическую корку, которая будет мешать звезде „разбухать“. Накапливающиеся радиальные напряжения должны рано или поздно „сломать“ эту корку. Результатом накапливания радиальных напряжений является таким образом „звездотрясение“.

В принципе отсюда понятно, что „звездотрясений“ в пульсаре может быть лишь конечное число, если они вызываются описываемым

механизмом. Как только кристаллическое ядро остынет до температуры  $\leq T_m$ , оно уже не будет плавиться при дальнейшем остывании (напомним, что  $dp_k/dT \rightarrow 0$  при  $T < T_m$ ). Может случиться и так, что уже при образовании кристаллического ядра (при „рождении“ пульсара) его температура будет  $\sim T_m$ , а тогда ядро не будет плавиться. Но и в этом случае само существование кристаллического ядра в пульсаре может быть выявлено путем наблюдений (см. [1!]).

*A priori* мы не можем утверждать, что  $v_n > v_k$  для нейтронной материи. Это обстоятельство не должно очень удивлять — достаточно вспомнить, что и при плавлении некоторых „земных“ веществ имеет место неравенство:  $v_n < v_k$  (например, у Ga, Sb, Bi). Если предположить что для нейтронной жидкости  $v_n < v_k$ , то производная  $dp_k/dT$  будет положительной при  $T_m \leq T \leq T_1$ , станет отрицательной при  $T > T_1$  и по-прежнему  $dp_k/dT \rightarrow 0$  при  $T_m > T \rightarrow 0$ . В этом случае кривая плавления  $p_k(T)$  перевернется по сравнению со случаем, рассмотренным выше, и будет иметь максимум при  $T \sim T_1$ . Зададим опять начальную температуру кристаллического ядра  $T'$ ,  $T_m < T' < T_1$ , и будем следить за остыванием звезды. Очевидно, что теперь при уменьшении температуры падает и давление кристаллизации. Это значит, что „растет“ кристаллическое ядро — кристаллизуется жидкость в некоторой окрестности ядра. Но теперь мы предположили что  $v_n < v_k$ , а значит при кристаллизации внутри звезды вновь появляется „лишний“ объем, звезда стремится „разбухнуть“, а корка опять этому мешает. Внешние проявления существования кристаллического ядра в этом случае совершенно аналогичны уже рассмотренным.

При плавлении обычных веществ величина  $|(v_n - v_k)/v_n|$  составляет обычно несколько процентов. Какие-нибудь корректные оценки этой величины для нейтронной материи сделать затруднительно. Можно, однако, сформулировать несколько общих качественных утверждений по этому поводу. Если величина  $|v_n - v_k| \ll v_n$ ,  $v_n (v_n \sim v_k)$ , то производная  $|dp_k/dT|$  велика (формально  $|dp_k/dT| \rightarrow \infty$  при  $v_n \rightarrow v_k$ ), и давление кристаллизации может очень сильно зависеть от температуры. Напомним, что приведенные выше числовые оценки  $p_k$  относились к  $T = 0$ . При соответствующей величине  $dp_k/dT$   $p_k(0)$  может быть много больше или много меньше  $p_k(T_1)$ . В принципе может случиться и так, что вся нейтронная жидкость закристаллизуется (если  $v_n > v_k$ ) или вся не закристаллизуется (при  $v_n < v_k$ ). Соответствующие оценки ищутся элементарно — давление кристаллизации  $p_k(T)$  надо сравнивать с давлением внутри звезды  $p(r)$ , но численные вычисления носят чисто спекулятивный характер, коль скоро мы плохо знаем и межнуклонные потенциалы, и уравнение состояния при ядерных плотностях.

Отметим еще, что во всех наших рассуждениях предполагалось, что плотности нейтронной жидкости и нейтронного кристалла все-таки не слишком велики. Естественный (хотя и грубый) критерий этого — не должны „работать“ ядерные силы отталкивания между нуклонами. Радиус сил отталкивания  $\sim (0.3 - 0.4)$  ферми, расстояние между нуклонами должно быть во всяком случае больше этой величины.

Наши оценки и рассуждения в этой работе претендуют только на описание возможной качественной картины физических процессов, связанных с эффектом Померанчука. Аккуратное количественное рассмотрение потребует учета существования других частиц в центральной части звезды, в первую очередь  $\pi$ -мезонного конденсата, а также корректного описания взаимодействия частиц.

Еще один существенный вопрос, который нужно проанализировать при количественном описании кристаллизации в нейтронных звездах, это вопрос о влиянии на кристаллизацию магнитного поля, существующего в звезде. Для  $He^3$  соответствующий анализ проведен в [16], и, по-видимому, магнитное поле не слишком сильно меняет давление кристаллизации  $p_k$ . Заметим теперь, что характерные значения  $p_k$  в нейтронной материи  $\sim 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, а магнитные поля в нейтронных звездах  $H \sim 10^{12}$  гс. Ясно, что всегда выполнено неравенство  $H^2/8\pi \ll p_k$ , это позволяет надеяться, что влияние магнитного поля не должно быть существенным и для рассматриваемых нами вопросов.

Сформулируем в заключение основные результаты нашего анализа. Во-первых, выше показана возможность существенного охлаждения ядра нейтронной звезды уже при ее „рождении“. При образовании кристаллического ядра в пульсаре температура этого ядра может быть всего лишь  $\sim 10^9$  К, тогда как в случае, когда такое ядро не образуется, температуры в центре пульсаров равны по порядку величины  $\sim 10^{11}$  К (непосредственно после „рождения“, см. [5]). Второй вывод, который мы сделали, относится к кривым остывания  $T(r, t)$  нейтронной звезды. Мы ожидаем, что вид соответствующих графиков должен существенно различаться для звезд имеющих кристаллическое ядро и не имеющих его. В-третьих, анализ характера кривых  $p_k(T)$  позволяет даже без численных расчетов сделать заключения о „таянии“ кристаллического ядра при остывании звезды или о дальнейшей кристаллизации нейтронной жидкости. Эти процессы, в свою очередь, приводят к появлению радиальных напряжений в звезде и, возможно, к „звездотрясениям“. Можно думать, что результатом рассмотренного механизма „звездотрясений“ могут быть выбросы вещества из пульсаров. Подобные выбросы, как показано в [17], можно пытаться связать с наблюдавшимися недавно  $\gamma$ -вспышками низких энергий [18].

Наконец, существование и эволюция со временем кристаллических ядер в нейтронных звездах тесно связаны не только с динамическими процессами в оболочках звезд, но весьма существенны и для построения самого уравнения состояния. Важно еще раз подчеркнуть, что описанные здесь качественные эффекты должны быть учтены при построении любых количественных моделей пульсаров.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржница, А. Ф. Андреева, Р. Г. Архипова, Г. С. Бисноватого-Когана, Э. А. Канера, Ю. В. Копаева и А. А. Собянина за обсуждение рассмотренных выше вопросов. Автор глубоко признателен также В. С. Имшеннику и участникам руководимого им семинара в ИПМ.

Институт физики  
высоких давлений АН СССР

## THE CRYSTALLINE CORES AND POMERANCHUK EFFECT IN THE NEUTRON STARS

Yu M. BRUK

The liquid-solid phase transition during adiabatic compression of the neutron star kernel (at the neutron star „birth“) results in the strong cooling of the crystalline neutron core. A similar problem has been examined earlier by I. Pomeranchuk concerning liquid  $\text{He}^3$ . The above mentioned effect has an essential influence on the character of the cooling curves of neutron stars.

The melting of the crystalline core or further crystallization of the neutron liquid in the course of further star evolution is possible. The radial strains arise in the star in both cases. Starquakes have become possible as a consequence of these strains.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ*, 20, 919, 1950 (см. также: И. Я. Померанчук, *Собрание научных трудов*, т. 1, Наука, М., 1972, стр. 210).
2. Ю. Д. Ануфриев, *Письма ЖЭТФ*, 1, 1, 1955; J. R. Sites, D. D. Osheroff, R. C. Richardson, D. M. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, 23, 836, 1969; R. T. Johnson, R. Rosenbaum, O. G. Symko, J. C. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.*, 22, 449, 1959.
3. Б. Н. Есельсон, В. Н. Григорьев, В. Г. Иванцов, Э. Я. Рудавский, Д. Г. Саникидзе, И. А. Сербин, *Растворы квантовых жидкостей  $\text{He}^3$ - $\text{He}^4$* , Наука, М., 1973, стр. 96.
4. A. G. W. Cameron, V. Canuto, *Neutron Stars. General Review XVI Solvay Conference on „Astrophysics and Gravitation“*, Bruxelles, September 1973.
5. S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenquai, M. Ruderman, *Ap. J.*, 176, 739, 1972. S. Tsuruta, *Cooling of Dense Stars*, preprint GSFC-X-640-72-417, 1972.

6. И. М. Халатников, Теория сверхтекучести, гл. XII, Наука, М., 1971.
7. M. J. Rice, G. A. Toombs, Phys. Rev., A5, 2259, 1972.
8. J. W. Clark, N.-C. Chao, Nature, Phys. Sci., 236, 37, 1972; Physics Today, November 1972, p. 17; S. Ramirez, M. de Llano, preprints: IC72/8, IC72/73. ICTP, Trieste, 1972; E. Ostgaard, Phys. Lett. 47B, 303, 1973.
9. A. B. Migdal, Phys. Rev. Lett., 31, 257, 1973; А. Б. Мидал, Письма ЖЭТФ, 18, 443, 1973; А. Б. Мидал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, ЖЭТФ, 66, 443, 1974; G. Baym, Phys. Rev. Lett., 30, 1340, 1973.
10. R. G. Palmer, E. Tosatti, P. W. Anderson, Nature, Phys. Sci., 245, № 147, 119, 1973.
11. D. Pines, Observing Neutron Stars. Information on Stellar structure from pulsars and compact X-Ray sources, XVI Solvay Conference on „Astrophysics and Gravitation“, Bruxelles, September, 1973.
12. W. Kundt, H. Heintzmann, W. Hillebrandt, E. Krotscheck, Phys. Lett., 44A, № 5, 339, 1973.
13. Д. А. Куржниц, Ю. А. Непомнящий, Письма ЖЭТФ, 4, 86, 1966; Д. А. Куржниц, Ю. А. Непомнящий, А. А. Непомнящий, Когерентная кристаллизация квантовой жидкости, препринт ФИАН, № 98, М., 1970; Ю. А. Непомнящий, автореферат канд. дисс., ФИАН, М., 1971; Ю. А. Непомнящий, А. А. Непомнящий, ТМФ, 9, № 1, 137, 1971; Ю. А. Непомнящий, ТМФ, 8, № 3, 413, 1971.
14. А. Ф. Андреев, И. М. Лифициу, ЖЭТФ, 56, 2056, 1969.
15. И. Е. Дзялошинский, П. С. Кондратенко, В. С. Левченко, ЖЭТФ, 62, 1575, 2318, 1972; П. С. Кондратенко, В. С. Левченко, ФТТ, 15, 440, 1973; В. С. Левченко, автореферат канд. дисс., ИТФ АН СССР, Черногоровка, 1973.
16. S. B. Trickey, W. P. Kirk, E. D. Adams, Rev. Mod. Phys., 44, № 4, 668, 1972.
17. Г. С. Бисопатый-Клан, В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, В. М. Четкин, Импульсное гамма-излучение нейтронных, коллапсирующих и сверхновых звезд, препринт ИПМ АН СССР, № 12, 1974.
18. R. W. Klebesadel, I. B. Strong, R. A. Olson, Ap. J., 182, L 85, 1973; 188, 41, 1974.

*Примечание при корректуре.* Недавно появилась интересная работа, посвященная изучению механических свойств нейтронной кристаллической решетки: P. B. Jones, Astrophys. and Space Sci. 28, 213, 1974. Обсуждение вопроса о кристаллизации при ядерных плотностях содержится также в статье: S. Chakravarty, M. D. Miller, C.-W. Woo, Nucl. Phys., A220, 233, 1974 (там же см. др. ссылки).