АСТРОФИЗИКА

ТОМ 32 АПРЕЛЬ, 1990 ВЫПУСК 2

УДК: 524.354.6—335.7

ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ВНУТРИ НАМАГНИЧЕННОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

А. К. АВЕТИСЯН, Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 25 июля 1989
Принята к печати 25 января 1990

Развитая авторами магнитогидродинамическая теория сверхплотной вырожденной плазмы (СВП) применена для определения профиля температуры внутри намагниченной нейтронной звезды (ННЗ). Показано, что непрозрачность СВП (χ) при плотностях 10^4 г/см^3 $\lesssim \rho \lesssim 2\cdot10^{14}$ г/см^3 и температурах $10^4 \lesssim T \lesssim 10^9$ К обусловлена лишь электронной теплопроводностью. При $B \lesssim 10^8$ Гс χ изотропно убывает вдоль радиус—вектора (профиль T не зависит от $\vec{B}$). При $B \gg 10^8$ Гс χ — тензор и профиль T неизотропный; в направлениях $0 < \vartheta \lesssim 72°$, $108° \lesssim \vartheta \lesssim 180°$, $0 \leqslant \varphi < 2\pi$ $\vec{B}$ не влияет на профиль T, а в направлениях $72° \lesssim \vartheta \lesssim 108°$, $0 < \varphi < 2\pi$ влияние $\vec{B}$ на профиль T существенно: T сравнительно медленно убывает вплоть до поверхности и лишь вблизи ее круто спадает до значения, которое при $B \sim 10^{12}$ Гс более чем на порядок меньше по сравнению с поверхностной температурой ННЗ в остальных областях.

1. *Введение.* В работе [1] разработана магнитодинамическая теория сверхплотной вырожденной плазмы (СВП) в диапазоне плотности материи 16^6 г/см^3 $\lesssim \rho \lesssim 2\cdot10^{14}$ г/см^3 («Ae» и «Ane» фазы—кора ННЗ), с целью последующего применения ее результатов при исследовании кинетических, термоэлектрических и термогальваномагнитных явлений, а также вопросов генерации, прохождения и поглощения различных волн внутри ННЗ, с учетом их возможной трансформации в низкочастотную область. В ней, однако, не учитывалось различие между T внутренних слоев коры; между тем, корректное аналитическое решение класса задач внутреннего строения ННЗ, не исключено, что и ожидаемое теоретическое объяснение наблюдаемого радиоизлучения пульсаров (в предположении, что оно формируется в коре), возможно, если известна явная функциональная зависимость T от координат в коре и имеются конкретные численные значения физических параметров, в частности кинетических коэффициентов СВП в реально допустимом диапазоне T.

Распределение T внутри НЗ и ее зависимость от времени были рассмотрены в ряде работ в связи с определением времени остывания этих звезд (см., например, [2]). Неизотропность распределения T внутри замагниченной НЗ из-за неизотропности коэффициента теплопроводности вещества в магнитном поле была предсказана в работе [3], а неизотропность T по поверхности сильно замагниченной НЗ, обусловленная аккрецией вещества на поверхность НЗ в системе двойных звезд, обсуждалась в работе [4]. Однако, при наличии источников нагрева в ядрах НЗ с определенной конфигурацией внутреннего магнитного поля, распределение T внутри звезды становится стационарным. Вопрос о нахождении этого стационарного распределения $T = T\ (r,\ \theta)$ внутри одиночной замагниченной НЗ не рассматривался.

Настоящая работа посвящена решению именно этой задачи — нахождению профиля T внутри ННЗ на основе теории переноса энергии в коре. Известно, что важнейшим физическим параметром теории переноса энергии является непрозрачность материи, функциональный вид которой во многом предопределяет окончательное решение уравнения для $\vec{\nabla} T$ в той или иной симметрии — профиль T в радиальном и меридиональном направлениях: $T = T\ (r,\ \theta)$ (из-за однородности магнитного поля в коре ННЗ физические параметры задачи не зависят от азимутального угла).

При $B \lesssim 10^8$ Гс кинетические коэффициенты СВП, согласно [1], не зависят от $\vec{B}$ во всей коре; в частности, при таких полях непрозрачность СВП изотропна, и изменение T происходит лишь вдоль $\vec{r}$; $\vec{\nabla} T = \frac{\vec{r}}{r}\frac{dT}{dr}$, поэтому основные уравнения задачи интегрируются в сферически-симметричном представлении. Ниже будет показано, что в данной работе внешней границей ННЗ принят слой с плотностью $\rho = 10^4$ г/см^3, и результаты [1] на основе их выражений фактически продолжены в область плотностей 10^4 г/см$^3 \leqslant \rho \leqslant 10^6$ г/см^3 на основании того, что результаты [1] и [21] относительно коэффициента теплопроводности СВП качественно совпадают в широком диапазоне плотностей 10^6 г/см$^3 \lesssim \rho \lesssim 10^{11}$ г/см^3 (область исследований в [21]: 10^4 г/см^3 $\leqslant \rho \leqslant 10^{11}$ г/см^3).

При $B \gtrsim 10^8$ Гс кинетические коэффициенты, в частности и непрозрачность СВП, являются тензорами [1, 21, 22], компоненты которых вдоль и поперек $\vec{B}$ существенно различны, особенно в весьма тонкой приповерхностной области с плотностью $\rho \lesssim 10^8$ г/см^3. Казалось бы, в этом случае принципиально неправомерно сферически-симметричное представление уравнения для $\vec{\nabla} T$. Оказывается, однако, что математические трудности этой анизотропной задачи переноса в принципе удается преодолеть, благодаря тому, что предположение о малости меридионального компонента $\partial T/\partial\vartheta$ относительно радиального $\partial T/\partial r$ подтверждается окончательными результатами самосогласованным образом. На основании сказанного, при $B \gtrsim 10^{8}$ Гс, уравнение для $\vec{\nabla} T$ опять решается в сферически-симметричном представлении в рамках следующего формального подхода: решение $T \equiv T(r, 0)$, полученное на основе выражения для компонента тензора непрозрачности вдоль $\vec{B}$ (направление $\vartheta = 0$), приписывается к ожидаемому профилю T вдоль $\vec{B}$; второе решение, полученное на основе выражения для компонента тензора непрозрачности поперек $\vec{B}$ — профилю T в экваториальной плоскости $\left(\tilde{T} \equiv T\left(r, \frac{\pi}{2}\right)\right)$.

2. *Непрозрачность СВП.* В явлении переноса энергии в «Ae» и «Ane» фазах СВП основными являются процессы лучеиспускания и электронной теплопроводности, в соответствии с чем полную непрозрачность коры ННЗ будем определять выражением

$$\chi = \chi_p \cdot \chi_T / (\chi_p + \chi_T), \tag{1}$$

где χ_p — радиационная непрозрачность, а χ_T — непрозрачность, обусловленная электронной теплопроводностью. Остановимся сперва на определении выражения χ_p.

В полностью ионизованной «Ae», тем более в «Ane», плазме радиационная непрозрачность обусловлена поглощением фотонов вырожденными электронами в тормозных процессах (свободно-свободные переходы) в поле голых атомных ядер и определяется следующим выражением [6] (аналогичная формула впоследствии получена также в работе [7]):

$$\chi_p = \frac{7.4\pi \cdot 10^{15}}{T^2} \ln \left| 1 + 30.8 \left(\rho_6 \frac{A}{Z} \right)^{2/3} \right| \cdot \tag{2}$$

Здесь $\rho_6 = 10^6 \rho\, Z/A$, Z — заряд иона, а A — его атомный вес. Во избежание ошибок, встречающихся в литературе при определении выражения непрозрачности СВП, считаем необходимым отметить, что применяемая к обычным (невырожденным) звездам и к звездным атмосферам известная полуклассическая формула Крамерса для непрозрачности (см. например, [2—4]) неправомерна для СВП в коре ННЗ.

Приступим теперь к исследованию механизма непрозрачности СВП, обусловленного электронной теплопроводностью. Основы теории теплопроводности и соответствующей непрозрачности СВП белых карликов были заложены в работах [6—9], а дальнейшее развитие эта теория получила в работах [1, 10—22] по изучению свойств СВП в коре сверхплотных звезд. Результаты этих исследований сравнены и проанализированы в работах [1—21] в различных аспектах, где отмечено также о некоторых неточностях в отдельных работах. Сравнительно общие выражения для коэффициента электронной теплопроводности и соответствующей непрозрачности СВП почти во всем диапазоне плотностей коры ННЗ получены в работе [1], результаты которой показывают, что при $B \lesssim 10^8$ Гс непрозрачность СВП не зависит от $\vec{B}$ во всем диапазоне плотностей 10^4 г/см^3 $\lesssim \rho \lesssim 2\cdot10^{14}$ г/см^3 и определяется изотропным выражением $\chi = \chi_T^{(0)}$, где

$$\chi_T^{(0)} = 2.1\cdot10^{-19}\left(\frac{Z^2}{A}\right)\frac{T^3}{\rho_6\,(1+\rho_6^{2/3})^{1/2}}; \quad B \lesssim 10^8\ \text{Гс}. \tag{3}$$

Формула (3) — результат сравнения выражений для потоков энергий теплоотвода $Q = -\chi\cdot\vec{\nabla}T$ (χ — коэффициент теплопроводности) и диффузии излучения $I = -(16\,\sigma\,T^3/3\rho\,\chi)\,\vec{\nabla}T$ (σ — постоянная Стефана — Больцмана).

При $B \gg 10^8$ Гс коэффициент теплопроводности для всего диапазона плотностей СВП в коре ННЗ представляется в едином тензорном виде, следовательно для компонентов тензора непрозрачности СВП на основе [1] получаем следующие выражения вдоль ($\chi_T^{(\parallel)}$) и поперек ($\chi_T^{(\perp)}$) $\vec{B}$:

$$\begin{cases} \chi_T^{(\parallel)} = \chi_T^{(0)} \\ \chi_T^{(\perp)} = \chi_T^{(0)}\left[1 + (\omega_e^c\cdot\tau_{\text{тр}})^2\right]; \end{cases} \quad \text{при } B \gg 10^8\ \text{Гс}. \tag{4}$$

Здесь ω_e^c — электронная циклотронная частота —

$$\omega_e^c = 1.76\cdot10^{19}\,B_{12}/(1+\rho_6^{2/3})^{1/2}, \quad B_{12} \equiv 10^{-12}\,B,$$

а $\tau_{\text{тр}}$ — транспортное время электрон-ионного упругого рассеяния —

$$\tau_{\text{тр}} = 3.52\cdot10^{-17}\,(1+\rho_6^{2/3})/Z\rho_6.$$

Выясним теперь парциальные вклады радиационного и электронного теплового механизмов переноса энергии в полную непрозрачность (1) коры ННЗ. Численный анализ выражений (2)—(4) во всем диапазоне плотностей 10^4 г/см^3 $\lesssim \rho \lesssim 2\cdot10^{14}$ г/см^3 и при предполагаемых температурах коры $10^4 \lesssim T \lesssim 10^9$К (это допущение в итоге утверждается) показывает, что $\chi_\rho \gg \chi_T$, т. е. полная непрозрачность СВП (1) совпадает с непрозрачностью, обусловленной электронной теплопроводностью: $\chi = \chi_T$. Этот результат физически очевиден; согласно принципу Паули, тормозные процессы в СВП подавлены.

3. Основные уравнения. Замкнутая система уравнений, определяющая сферически-симметрическое распределение T в коре ННЗ с изотропным выражением для непрозрачности СВП (при $B \lesssim 10^8$ Гс), состоит из:

а) уравнения для градиента T —

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\varkappa\rho}{16\sigma T^3}\cdot\frac{L_r}{4\pi r^2}, \tag{5}$$

б) уравнения гидростатического равновесия —

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2}\rho, \tag{6}$$

в) уравнения состояния СВП в коре ННЗ —

$$P = P(\rho). \tag{7}$$

Здесь L_r — количество вырабатываемой энергии внутри сферы радиуса r за 1с (считается, что источники эффективного энерговыделения распределены, в основном, в сердцевине ННЗ—в „пре"-фазе СВП). M_r — масса вещества внутри сферы радиуса r, G — гравитационная постоянная, P—давление в СВП. Систему уравнений (5) — (7) необходимо дополнить граничвыми условиями на поверхности ННЗ (см. ниже).

Уравнения, определяющие L_r и M_r, здесь не выписаны, поскольку в сравнительно тонком слое коры ННЗ с толщиной $\Delta \equiv R - R_0 \approx 0.1\,R$ (R—радиус звезды, R_0—радиус „пре"-фазы) массой можно пренебречь, полагая $M_r \approx M$ (M—масса ННЗ), а величину L_r считать постоянной, равной наблюдаемой светимости ННЗ: $L_r \approx L_R = 4\pi R^2 \sigma T_R^4$ (T_R—поверхностная температура ННЗ). Численное интегрирование системы (5)—(7), как и качественные оценки, показывает, что последовательный учет общерелятивистских эффектов в этих уравнениях еще более неэффективен, чем корректный учет точных уравнений для величин L_r и M_r. Действительно, во всей коре ННЗ, вплоть до границы „пре"-фазы, член P/c^2 более чем в два порядка меньше ρ, благодаря чему $\rho + P/c^2 \approx \rho$. Что же касается влияния собственного гравитационного поля ННЗ на профиль температуры СВП, то оно также несущественно, поскольку формула $T_r^G = T_r(1 - 2GM_r/rc^2)^{-\frac{1}{2}}$ для истинной T на границе между „Ape" и „пре" фазами дает соотношение $T_0^G \approx 1.08\ T_0$ (T_0 — температура без учета гравитации), при характерных значениях сердцевины ННЗ $M_0 \approx M = 10^{33}$ г и $R_0 \approx 10$км.

Выявим теперь функциональную зависимость (7). В общепринятой модели внутреннего строения коры ННЗ [23, 24] давление внутри СВП, вплоть до плотности $\rho \leqslant 8\cdot10^{13}$ г/см^3, обусловлено, в основном, электронами; при указанной плотности вещества давление идеального вырожденного релятивистского электронного газа (P_e) почти в три раза превышает давление идеального вырожденного нерелятивистского нейтронного газа и того же порядка, что и давление СВП, вычисленное в [25] на основе различных моделей, учитывающих взаимодействие между частицами внутри СВП. Исходя из сказанного, уравнение состояния СВП в коре ННЗ, вплоть до слоя с плотностью $\rho \leqslant 8 \cdot 10^{13}$ г/см^3, представим уравнением состояния идеального вырожденного релятивистского электронного газа:

$$P \equiv P_e = 6 \cdot 10^{22} [x(2x^2 - 3)(1 + x^2)^{1/2} + 3 \operatorname{arc\,sh} x]. \tag{7a}$$

Зависимость параметра релятивизма электронного газа $x \equiv P_{eF}/m_e c$ (P_{eF} — ферми-импульс, m_e—масса покоя электрона, c—скорость света) от плотности материи ρ в коре получается с учетом выражения для плотности электронов $n_e = \rho Z/Am_p$ (m_p—масса протона):

$$x = (\hbar/m_e c)(3\pi^2 n_e)^{1/3} = 1.0064\, \rho_6^{1/3} \approx \rho_6^{1/3}. \tag{8}$$

Уравнение состояния СВП в форме (7a) и связь между x и ρ_6 (8) указывают, что для вычислительных целей удобно в выражениях (3), (4) заменить ρ_6 на x^3, а в уравнениях (5), (6) от дифференцирования по r перейти к дифференцированию по параметру x.

Граничные условия к системе уравнений (5)—(7a) обычно задаются в виде $x_R = 0$ при $r = R$, в соответствии с требованием равенства нулю давления на поверхности звезды. Однако для настоящей работы граничное значение давления необходимо задавать так, чтобы не было противоречия с условием идеальности электронного газа (7a). Известно, что условие идеальности для последнего выполняется при $\rho \gg Z^2$, поэтому, считая, что у поверхности ННЗ основной элемент железо ($A = 56$, $Z = 26$), для граничного значения плотности получаем $\rho_R = 10^4$ г/см^3, а для параметра x в соответствии с (8) имеем $x_R = 0.167$.

4. *Профиль температуры*. Приступив к интегрированию системы основных уравнений (5)—(7a) с граничным условием $\rho_R = 10^4$ г/см^3 или $x_R = 0.167$, рассмотрим сперва изотропную задачу — сферически-симметричное распределение T в коре, что правомерно при $B \lesssim 10^8$ Гс.

Задача А. При $B \lesssim 10^8$ Гс непрозрачность СВП во всем диапазоне плотностей 10^4 г/см^3 $\lesssim \rho \lesssim 8 \cdot 10^{13}$ г/см^3 представляется изотропным выражением (3) и для радиального распределения температуры в коре ННЗ из системы (5)—(7a) получается следующее аналитическое выражение, справедливое вплоть до слоя $\rho_0 \equiv 8 \cdot 10^{13}$ г/см^3, т. е. до $x_0 \equiv 230$:

$$T(x) = 10^6\, T_{R_6} \left| 1 + 0.39 \cdot 10^4 \frac{R_6^2}{M_{33}} T_{R_6}^2 \ln \frac{1 + x^2}{1 + x_R^2} \right|^{1/2}. \tag{9}$$

Здесь $T_{R_6} = 10^{-6}\, T_R$, $R_6 = 10^{-6}R$, $M_{33} = 10^{-33}M$. При получении выражения (9) входящий в (3) параметр Z^2/A заменен его наивероятным, в данном случае также средним значением $\langle Z^2/A\rangle = (Z^2/A)_{\max} = 13.8$, потому, что во всем исследуемом диапазоне плотностей параметр Z^2/A изменяется незначительно относительно этого значения (ср., например, с [1, 23, 24]). Согласно (9), значения температуры внутренних слоев СВП почти не зависят от граничного значения x_R, т. е. при значении внутреннего магнитного поля ННЗ $B \lesssim 10^8$ Гс для внутренних слоев с $x \gg 0.167$ (т. е. $\rho \gg 10^4$ г/см^3) без особой погрешности в результатах можно в (9) выбрать, как обычно и делается, $x_R = 0$. С учетом сказанного, при $T_R \gtrsim 10^5$К (что согласуется с наблюдаемыми данными) для профиля температуры в области $\rho \gg 10^4$ г/см^3 вместо (9) можно использовать более простое выражение:

$$T(x) = 0.63\cdot 10^8\, T^2_{R_6} \frac{R_6}{M_{33}^{1/2}} [\ln(1+x^2)]^{1/2}. \tag{9a}$$

Количественное представление о радиальном распределении температуры СВП в коре ННЗ при $B \lesssim 10^8$ Гс и для характерных значений параметров T_{R_6} и $\alpha = R_5^2/(M/M_\odot)$ дает рис. 1 (сверху).

Задача B. При $B \gg 10^8$ Гс, т. е. при характерных полях пульсаров $B \sim 10^{11 \div 12}$ Гс, непрозрачность СВП представляется в едином для всей коры ННЗ тензорном виде, поэтому использование уравнения для градиента T в сферически-симметричном виде неправомерно для всей коры. Оказывается, тем не менее, что математические трудности анизотропной задачи переноса энергии становится возможным обойти благодаря тому обстоятельству, что компонент $(\vec{\nabla} T)_\vartheta$ в меридиональном направлении сравнительно меньше по сравнению с радиальным компонентом (в частности, в направлениях $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi 2$). Заранее считая выполненным это условие, будем интегрировать систему уравнений (5)—(7a) в сферически-симметричном представлении, один раз используя выражение для непрозрачности вдоль $\vec{B}\,(\chi(\vartheta = 0) = \chi_T^{(\parallel)})$, а другой—поперек $\vec{B}\left(\chi\left(\vartheta = \frac{\pi}{2}\right) = \chi_T^{(\perp)}\right)$. Полученные решения для T будем приписывать соответственно направлениям $\vartheta = 0$ и $\vartheta = \pi/2$ (разумеется, профиль температуры в направлении $\vartheta = 0$ не зависит от значения $\vec{B}$ и определяется тем же выражением (9)).

При $B \gg 10^8$ Гс, для компонента тензора непрозрачности СВП поперек $\vec{B}$, согласно (4), имеем следующее выражение:

$$\chi_{\perp} = \frac{2.9 \cdot 10^{-18}\, T^2}{x^3 (1 + x^2)^{1/2}} \left| 1 + \frac{5.08 \cdot 10^2 \cdot B_{12}^2 (1 + x^2)}{x^6} \right|. \tag{10}$$

При получении выражения (10) вместо параметра Z в (4) подставлено его среднее значение $\langle Z \rangle = 27.5$ для диапазона 10^4 г/см$^3 \lesssim \rho \lesssim 3 \cdot 10^8$ г/см^3,

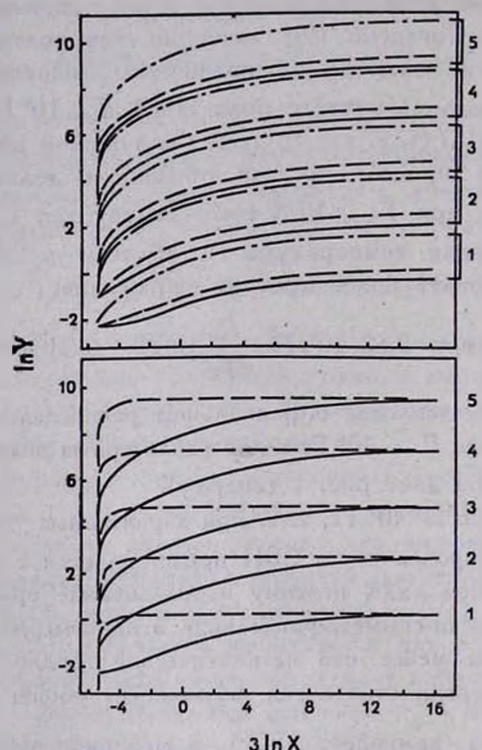

Рис. 1. *Сверху*: профиль T внутри ННЗ при $B \lesssim 10^{5}$ Гс; зависимости $\ln Y \equiv \ln T_8$ от $3 \ln x \equiv \ln \rho_0$ приведены для трех характерных значений усредненного на основе [26] параметра $\alpha \equiv \langle R_5^2/(M/M_{\odot}) \rangle$ при значениях поверхностной температуры $T_{R6} = (0.1;\ 0.33;\ 1;\ 3.3;\ 10)$, соответствующих нумерации $i = 1, 2, 3, 4, 5$. *Для* кривых ——— $\alpha_1 = 34.74$; $\rho_{c1} = 10^{16}$ г/см^3 (плотность в центре ННЗ), для — — — $\alpha_2 = 70.41$; $\rho_{c2} = 1.7 \cdot 10^{15}$ г/см^3, а для — · — · — $\alpha_3 = 1800$; $\rho_{c3} = 2.6 \cdot 10^{14}$ г/см^3. *Снизу:* То же при $B = 10^{12}$ Гс; $\alpha_2 = 70.41$; $\rho_{c2} = 1.7 \cdot 10^{15}$ г/см^3. Кривые ——— соответствуют профилю T в направлениях $0 < \vartheta \lesssim 18°$, $162° \lesssim \vartheta < 180°$ и $0 < \varphi < 2\pi$, а кривые — — — в направлениях $72° \lesssim \vartheta \lesssim 108°$ и $0 < \varphi < 2\pi$.

вне которого значение Z не играет существенной роли, поскольку выражение в прямых скобках (10) резко стремится к единице (благодаря возрастанию параметра x) и выражение (10) переходит в (3). Профиль $\tilde{T}$ поперек магнитного поля при $B \gg 10^8$ Гс восстанавливается на основе интегрирования системы уравнений (5)—(7а) с использованием для непрозрачности СВП выражения (10) (в отличие от задачи А или задачи В, вдоль $\vec{B}$, когда для χ_T использована формула (3)); при этом для светимости ННЗ опять используется изотропное выражение $\tilde{L}_R = 4\pi R^2 \sigma \tilde{T}_R^4$, где уже $\tilde{T}_R$ — поверхностная температура ННЗ, отождествленная с $\tilde{T}$ на магнитном экваторе (т. е. поперек $\vec{B}$). Окончательно профиль $\tilde{T}$ СВП поперек $\vec{B}$ при $B \gg 10^8$ Гс определяется следующим выражением:

$$\tilde{T}(x) = 10^6\, \tilde{T}_{R_6} \left\{ 1 + 0.39 \cdot 10^4\, \tilde{T}^2_{R_6} \frac{R_6^2}{M_{33}} \left[\ln \frac{1+x^2}{1+x_R^2} + 2.54 \cdot 10^2\, B_{12}^2 \left(\frac{1}{x_R^4} - \frac{1}{x^4} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} . \tag{11}$$

Для внутренних слоев коры ННЗ (т. е. при $\rho > 10^4$ г/см³), при $\tilde{T}_R \gtrsim 10^7$ К и $B \gtrsim 10^{10}$ Гс, вместо (11) можно использовать более простую формулу

$$\tilde{T}(x) = 0.63 \cdot 10^8\, \tilde{T}^2_{R_6} \frac{R_6}{M_{33}^{1/2}} \left[\ln (1+x^2) + 2.54 \cdot 10^2\, \frac{B_{12}^2}{x_R^4} \right]^{\frac{1}{2}} . \tag{11a}$$

Из формулы (11) или (11а) следует, что при $B \gtrsim 10^{10}$ Гс корректное определение граничного значения x_R весьма существенно для профиля $\tilde{T}$ поперек $\vec{B}$, в отличие от задачи А и задачи В вдоль $\vec{B}$. Как и следовало ожидать, при $B \lesssim 10^8$ Гс выражение (11) переходит в (9). Приступив к анализу выражения (11), заметим, что при $B \gg 10^8$ Гс распределение $\tilde{T}_{R\theta}$ на поверхности ННЗ неизотропно (естественное следствие неизотропности χ_T, чем и продиктованы приближения задачи В). Действительно, поскольку проводимость СВП в «пре»-фазе физически бесконечна, то ее температура должна быть изотропной и постоянной по всему объему. Но тогда, согласно выражениям (9) и (11), разными должны быть поверхностные значения $\tilde{T}_{R\theta}$, в частности, на магнитном экваторе и полюсе при $B \gg 10^8$ Гс. Каким же образом, на основании наблюдательных данных, определить неизотропную поверхностную $\tilde{T}_{R\theta}$ ННЗ при $B \gg 10^8$ Гс, являющуюся, фактически, граничным условием для задачи В? Этот вопрос качественно разрешается благодаря тому обстоятельству, что при $B \gg 10^8$ Гс основная часть поверхности ННЗ все же должна иметь почти одинаковую $\tilde{T}_{R\theta}$, равную $\tilde{T}_R$ на магнитном полюсе и определяемую, как и в случае $B \lesssim 10^8$ Гс (задача А), соотношением $L_R = 4\pi R^2 \sigma T_R^4$. Это предположение обосновано тем, что однородное почти во всем объеме «пре»-фазы внутреннее магнитное поле ННЗ выходит в кору почти нормально к ее поверхности — почти радиально, за исключением сравнительно небольшой области вокруг магнитного экватора, где магнитные силовые линии замыкаются внутри коры. Именно в этой области внутреннее магнитное поле можно считать перпендикулярным радиусу—вектору и применить результаты задачи В. По приближенным оценкам площадь этой области не превышает четверти общей поверхности ННЗ, с другой стороны, согласно выражениям (9а) и (11а) и с учетом условия изотермичности «пре»-фазы (при $x > 230$ $T(r, \theta) = T_0(x_0 = 230) = \text{const}$), поверхностная температура на магнитном полюсе (T_R) и на экваторе ($\tilde{T}_R$) связаны между собой соотношением

$$T_R = 13.16 \cdot B_{12}^{1/2}\, \tilde{T}_R, \tag{12}$$

т. е. при характерных для пульсаров магнитных полях $B \sim 10^{12}$ Гс $\tilde{T}_R$ более чем на порядок меньше по сравнению с T_R. На основании вышесказанного легко показать, что при $B \gg 10^8$ Гс та же (что и в случае $B \lesssim 10^8$ Гс) полная, в данном случае усредненная, светимость $\tilde{L}_R$ обеспечивается при $\tilde{T}_R(B \gg 10^8 \text{ Гс}) \approx (L_R/3\pi R^2 \sigma)^{1/4} \approx 1.075\, T_R\, (B \lesssim 10^8$ Гс), т. е. профили T вдоль $\vec{B}$ практически одинаковы в задачах А и В.

На основании этих рассуждений, при $B \gg 10^8$ Гс профиль T восстанавливается следующим образом: по заданному граничному значению T_R на магнитном полюсе определяется T_0 изотермической сердцевины ННЗ („пре“ — фазы) на основе выражения (9), т. е. $T_0 \equiv T(X_0 = 230)$. Далее, подставляя найденное численное значение T_0 в (11), определяется профиль T в экваториальной плоскости, в частности, граничное значение $\tilde{T}_R$ на магнитном экваторе. При $B \gg 10^8$Гс количественное представление о профиле T ННЗ вдоль и поперек $\vec{B}$ в зависимости от характерных значений T_R и $\tilde{T}_R$ можно получить из рис.1. (снизу). С целью дальнейшего применения полученных результатов к пульсарам, на рис. 1 (снизу) приведены графики выражения

(11) для характерных значений $B = 10^{12}$ Гс (графики, соответствующие параметрам $B_{12} = 0.1$; 1; 10 почти не отличаются). Как видно из рис. 2, магнитные поля $B \gg 10^8$ Гс резко изменяют профиль T поперек $\vec{B}$ (в данном случае в направлениях $72° \lesssim \vartheta \lesssim 108°$, $0 \leqslant \varphi < 2\pi$), в отличие от направлений вдоль $\vec{B}$ (направления $0° \lesssim \vartheta \lesssim 72°$ и $108° \lesssim \lesssim \vartheta \lesssim 180°$ при $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$); поперек $\vec{B}$ вплоть до внешней границы ННЗ T изменяется сравнительно незначительно и лишь у самой поверхности ($\rho_R = 10^1$ г/см^3 или $x_R = 0.167$) T круто спадает до $\tilde{T}_R$. Поскольку аналогичный ход T характерен и для других значений параметра α, то аналогичные рис. 1 графики для профилей T в случаях $\alpha = 34.74$ и $\alpha = 1800$ не приводятся.

5. *Выводы*. При $B \gg 10^8$ Гс на поверхности ННЗ имеются две области с $0° \leqslant \vartheta \lesssim 72°$; $108° \lesssim \vartheta \leqslant 180°$; $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$ и $72° \lesssim \vartheta \gtrsim 108°$; $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$, каждая из которых имеет почти однородную температуру T_R и $\tilde{T}_R$. Эти, почти изометрические, поверхности ННЗ разделены друг от друга весьма тонкой сферической полосой вокруг широт $\vartheta_1 \sim \sim 72°$ и $\vartheta_2 \sim 108°$, в пределах которой T спадает от T_R до $\tilde{T}_R$. При характерных для пульсаров магнитных полях $B \sim 10^{12}$ Гс, в пределах каждой такой полосы, согласно (12), T изменяется более чем на порядок, тем самым обуславливая достаточно большой по абсолютной величине меридиональный градиент T на весьма малых расстояниях. На основании физических соображений можно, по-видимому, сделать следующие рассуждения о двоякой роли такого градиента: во-первых, он приведет к образованию весьма сильных электрических полей, роль которых может оказаться существенной в явлении эффективного ускорения заряженных частиц, а также разогрева наружной плазмы, в частности и магнитосферы. Во-вторых, во вращающихся ННЗ этот градиент может оказаться альтернативой в объяснении наблюдаемых пульсаций излучения пульсаров. Изучению этих вопросов будет посвящена отдельная статья.

Ереванский государственный
университет

THE TEMPERATURE PROFILE IN MAGNETIC NEUTRON STAR

A. K. AVETISSIAN, D. M. SEDRAKIAN

The theory of the magnetohydrodynamics, developed by the authors for the superdense plasma „Ae" and „Ane" phases, is applied to determine

the temperature profile in magnetic neutron star. It has been shown that the opacity of such a plasma for the densities 10^4 g/cm^3 $\lesssim \rho \lesssim 2\cdot10^{11}$g/cm^3 and temperatures $10^5 \lesssim T \lesssim 10^9$K is due to electron thermal conductivity. When the internal magnetic field $B \lesssim 10^8$ Gauss, plasma opacity does not depend on $\vec{B}$. The temperature in the star is isotropically lowered along the radius—vector. For $B \gg 10^8$ Gauss plasma opacity is a tensor with different components along and across $\vec{B}$, and that is why the temperature profile is anisotropic; in the directions $0^\circ \leqslant \vartheta \lesssim 72^\circ$, and $108^\circ \lesssim \vartheta \leqslant 180^\circ$ ($0 \leqslant \varphi \leqslant 360^\circ$) $\vec{B}$ doesn ot effect the profile T ,and in the rest directions T relatively slowly lowers up to the surface and just near the surface of magnetic neutron star T and rather steeply lowers to the value which is more than in the order less (at $B \sim 10^{12}$ Gauss) than in other directions.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. М. Седракян, А. К. Аветисян,* Астрофизика, 26, 489, 1987.
2. *K. Nomoto, S. Tsuruta,* Asrtophys. J., 250, L19, 1981.
3. *Г. С. Бисноватый-Коган, Ю. Н. Куликов, В. М. Чечеткин,* Астрон. ж., 53, 975, 1976.
4. *Э. Н. Колесникова, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов,* Астрофизика, 25, 207, 1986.
5. В сб. «Внутреннее строение звезд», ред. Л. Аллер и Д. Б. Мак-Лафлин, Мир, М., 1970.
6. *F. C. Michel,* Rev. Mod. Phys., 54, 1. 1982.
7. *Д. А. Киржниц,* Успехи физ. наук, 104, 489, 1971.
8. *L. Mestel,* Proc. Cambridge Phyl. Soc., 46, 331, 1950.
9. *T. D. Lee,* Astrophys. J., 111, 625, 1950.
10. *А. А. Абрикосов,* Ж. эксперим. и теор. физ., 45, 2038, 1963.
11. *W. B. Hubbard,* Astrophys. J., 146, 858, 1966.
12. *M. Lampe,* Phys. Rev., 170, 306, 1968.
13. *W. B. Hubbard, M. Lampe,* Astrophys. J. Suppl. Ser., 18, 297, 1969.
14. *V. Canuto,* Astrophys. J., 159, 641, 1970.
15. *A. Kovetz, G. Shaviv,* Astron. and Astrophys., 28, 315, 1973.
16. *E. Flowers, N. Itoh,* Astrophys. J., 206, 218, 1976.
17. *A. B. Solinger,* Astrophys. J., 161, 553, 1970.
18. *G. M. Ewart, R. A. Guer, G. Greenstein,* Astrophys. J., 202, 238, 1975.
19. *В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев,* Астрофизика, 15, 647, 1979.
20. *В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев,* Астрон. ж., 57, 213, 1980.
21. *Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин,* Астрон. ж., 57, 526, 1980.
22. *I. Easson, C. J. Pethick,* Astrophys. J., 227, 995, 1979.
23. *Г. С. Саакян,* Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
24. *G. Baym, H. Bethe, C. Pethick,* Nucl. Phys., A175, 225, 1971.
25. *V. R. Pandharipande, D. Pines, R. A. Smith,* Astrophys. J., 208, 550, 1976.
26. *W. D. Arnett, R. L. Bowers,* Astrophys. J. Suppl. Ser., 33, 415, 1977.