

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

НОЯБРЬ, 1979

ВЫПУСК 4

УДК 523.841

О РОСТЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВГЛУБЬ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В. А. УРГИН, Д. Г. ЯКОВЛЕВ

Поступила 19 марта 1979

Получены простые аналитические формулы, описывающие ход температуры в вырожденных слоях оболочки нейтронной звезды (с плотностью $\rho < 4 \cdot 10^{11}$ г/см³) с электронной теплопроводностью. Используется релятивистское выражение для коэффициента теплопроводности и учитывается возможная кристаллизация ионов. Для нейтронной звезды с массой $1M_{\odot}$ и радиусом 10 км рассчитана центральная температура T_c как функция светимости L . Показано, что при достаточно больших L основной перепад температуры приходится на слой вырожденного релятивистского газа ($\rho > 10^6$ г/см³) и устанавливается зависимость $T_c \propto L^{3/2}$, не меняемая существенно магнитным полем.

1. Для изучения многих процессов в нейтронных звездах нужно знать ход температуры T с глубиной. К таким процессам относятся: остывание звезд [1—5], возникновение сверхпроводимости и сверхтекучести в их ядрах (ссылки см. в [4, 6]), протекание ядерных реакций в их оболочках (например, при аккреции вещества, что определяет вспышечную активность бастеров, ссылки см. в [7]) и т. д. Расчету хода температуры (без учета влияния магнитного поля) посвящены работы [1—3]. В [1, 2] считалось, что все изменение T происходит в очень тонком поверхностном невырожденном слое нейтронной звезды. Более детальные численные расчеты [3] показали, что сильное изменение может происходить и глубже — в вырожденных слоях. Но эти расчеты выполнены с коэффициентами электронной теплопроводности κ , строго говоря, пригодными лишь для нерелятивистского газа и без учета возможной кристаллизации ионов. В данной заметке мы учтем эти обстоятельства и получим простые аналитические формулы для хода T в вырожденных слоях оболочки нейтронной звезды, что позволяет, например, легко рассчитать центральную температуру звезды как функцию ее светимости. Мы покажем, что использование реляти-

вистской формулы для χ при достаточно большой светимости весьма существенно. Мы обсудим также влияние на ход T магнитного поля, которое ранее рассматривалось в [4, 5].

2. Основное изменение температуры происходит [3] в оболочке нейтронной звезды, простирающейся до границы нейтронизации [8] или, возможно, пионизации [9] (плотность $\rho < 4 \cdot 10^{11}$ г/см³). Толщина оболочки обычно много меньше радиуса звезды R , а масса ее много меньше полной массы M . Только самый поверхностный слой оболочки (толщиной не более нескольких метров [3]) может состоять из невырожденного газа. В остальной ее части электроны сильно вырождены и, согласно условию гидростатического равновесия,

$$\rho^{-1} dP/dH \approx \mu_e^{-1} m_p^{-1} d\mu/dH = g. \quad (1)$$

Здесь F и μ — давление и химический потенциал электронного газа (μ включает энергию покоя электронов mc^2), m_p — масса протона, $\mu_e = A/Z$, A и Z — массовое и зарядовое числа ионов, H — глубина от поверхности, g — ускорение силы тяжести, которое в оболочке можно считать постоянным; согласно [3], с учетом поправок ОТО, $g = GMR^{-2}(1 - R_g/R)^{-1}$, $R_g = 2GM/c^2$. Мы пренебрегли несущественной для вырожденного газа зависимостью μ от T .

Хотя μ_e и может меняться с глубиной, но слабо. Так, для равновесного ядерного состава [8] при изменении ρ от 10^2 до $2 \cdot 10^{11}$ г/см³ μ_e меняется от 2.16 до 3. Поэтому с хорошей точностью зависимость μ_e от ρ можно учитывать лишь параметрически и тогда, согласно (1), ход ρ с глубиной описывается простой формулой

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{H - H_0}{H_R}, \quad \gamma^2 = 1 + \left(\frac{\rho_0}{\mu_e} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

$$H_R = \frac{mc^2}{g\mu_e m_p} = 17.5 \frac{R_0^2}{M_1} \left(\frac{2}{\mu_e} \right) \left(1 - 0.3 \frac{M_1}{R_0} \right) \text{ м.}$$

Здесь $\gamma = \mu/mc^2$ — лоренц-фактор фермиевских электронов, $\rho_0 = \rho/10^6$ г/см³, $R_0 = R/10^6$ см, $M_1 = M/M_\odot$, γ_0 и H_0 относятся к одному из внешних вырожденных слоев, параметры которого определены из рассмотрения структуры наружной по отношению к нему части оболочки.

Если $H \gg H_0$, то (2) выглядит совсем просто: $\rho_0 \mu_e \approx [H(H + 2H_R)/H_R^2]^{3/2}$. Таким образом, слою $\rho_0/\mu_e \approx 1$ соответствует глубина $H \approx 0.4 H_R$, а внутренней границе оболочки — $H \approx 60 H_R$.

3. Расчет температуры тех слоев, энергонныделением в которых (за счет нейтринных потерь, ядерного горения и т. д.) можно пренебречь, основан на соотношении $dT/dH = F/\chi$. Здесь F — практически постоянная в этих слоях плотность потока тепла, например, выходящего из ядра звезды при остывании или выделяющегося за счет ядерных реакций в других слоях.

Рассмотрим сперва случай, когда ионы образуют жидкость, то есть $T > T_M$ ($\Gamma < \Gamma_M$). Здесь $\Gamma = Z^2 e^2 / a k_B T$ — газовый параметр, k_B — постоянная Больцмана, $a = (3/4 n_i)^{1/3}$, n_i — концентрация ионов, $T_M \approx 1.5 \cdot 10^3 Z^{2/3} (e^2 / a_i)^{1/4}$ К — температура их кристаллизации, соответствующая [10] $\Gamma_M = 150$. При $T > T_M$ теплопроводность χ обычно обусловлена рассеянием электронов на ионах и равна [11]

$$\chi = \frac{K T (v_F / v_e)}{Z \Lambda_i^{-1}}, \quad K = \frac{\pi k_B^2 m c^3}{12 e^4}, \quad \Lambda = \Lambda_0 - \frac{\beta^2}{2}, \quad \beta^2 = \frac{(v_F / v_e)^{2/3}}{1 - (v_F / v_e)^{2/3}}, \quad (3)$$

где $\beta = v/c$, v — фермиевская скорость электронов, Λ — кулоновский логарифм, $\Lambda_0 \approx \ln \{ (4Z)^{1/3} (1 + 2/\Gamma)^{1/2} \}$ — логарифм, возникающий при рассмотрении нерелятивистского газа и слабо зависящий от T , ρ и Z . Далее для простоты считаем, что Z не зависит от ρ и $\Lambda_0 = \text{const}$. Так, при $Z \approx 20$ в вырожденном газе [11] $\Gamma \gg 1$, то есть действительно $\Lambda_0 \approx \ln \{ 4Z \}^{1/3} = \text{const}$. В итоге, используя (1) и (3) и вычисляя ход температуры от слоя, где $T = T_0$, $\beta = \beta_0$ и $\gamma = \gamma_0$, получим

$$T^2 = T_0^2 + T_*^2 \left[\frac{\Lambda_0}{\beta_0} - \frac{\Lambda_0}{\beta} + \left(\Lambda_0 - \frac{1}{2} \right) \ln \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \frac{1 + \beta}{1 + \beta_0} \right) \right]. \quad (4)$$

$$T_* = \left(\frac{2 Z F H_0}{K} \right)^{1/2} = 1.16 \cdot 10^3 \left(\frac{2}{v_e} \frac{L_{21}}{M_1} Z \right)^{1/2} \text{ К}, \quad L = 4 \pi R^2 f \left(1 - \frac{R_g}{R} \right). \quad (5)$$

$L_{21} = L / 10^{31}$ эрг/с. В [3] использовалась упрощенная (нерелятивистская) формула для χ , в которой, в отличие от (3), $\gamma = 1$ и $\Lambda = \text{const} \approx \Lambda_0$. В таком приближении в (4) появились бы только два первых слагаемых в квадратных скобках. И действительно, эти слагаемые хорошо описывают результаты численных расчетов [3] в областях с электронной теплопроводностью. Отметим, что в таком приближении с ростом ρ температура быстро достигала бы постоянного значения $T_* = [T_0^2 + T_*^2 \Lambda_0 (\beta_0^{-1} - 1)]^{1/2}$. Однако, согласно (3), при переходе с ростом ρ из нерелятивистского газа (где $\beta \ll 1$) в релятивистский ($\beta \gg 1$) рост χ замедляется в $\gamma^2 \sim (v_F / v_e)^{2/3}$ раз, что связано с релятивистским ростом массы электронов. Обусловленный этим дополнительный рост T^2 описывается третьим слагаемым в квадратных скобках в (4) и при $\beta \gg 1$ пропор-

ционален $\ln \rho_0$. Поскольку $\Lambda_0 \sim 1$, то при $\rho_0 \gg 1$ это слагаемое несущественно по сравнению с первыми, только если $\beta_0 \ll 1$, то есть в достаточно холодной нейтронной звезде, в которой электронный теплоперенос и вырождение простираются до плотности $\rho_0 \ll 10^9$ г/см³ (см. ниже).

После наступления кристаллизации ($T < T_M$) электроны рассеиваются на колебаниях кристаллической решетки и [11]

$$\kappa = Q_M \beta_M^2 (2 - \beta_M^2), \quad Q = k_B m^2 c^4 / 9 \cdot 13 e^2 \hbar, \quad (6)$$

то есть κ не зависит от T и Z и при $T = T_M$ практически непрерывно переходит в (3). Считая, что кристаллизована область $\rho > \rho_M$ и вычисляя ход T вглубь от ее границы ($T = T_M$, $\beta = \beta_M$, $\gamma = \gamma_M$), получим

$$T = T_M + \Delta T_* \left(1 - \frac{\gamma_M \beta_M^2}{\gamma^2} \right), \quad \Delta T_* = \frac{F H_R}{Q_M \beta_M^2} = \frac{4.45 \cdot 10^7}{\gamma_M^2} \frac{2}{15} \frac{L_M}{M_*} \text{ К.} \quad (7)$$

Поэтому с ростом ρ температура сравнительно быстро достигает постоянного значения $T_* = T_M + \Delta T_*$ — центральной температуры звезды. Строго говоря, (6) перестает работать при $T \leq \theta/4$ (где $\theta = 0.45 \hbar (4 \pi n e^2 Z / v_s m_p k_B)^{1/2}$ — дебаевская температура кристалла) из-за изменения характера решеточного рассеяния [11]. Однако если $Z \geq 20$, то [11] $\theta \ll T_M$ и изменение κ происходит при $\rho \gg \rho_M$, где, согласно (7), уже $T = T_*$. Используя теплопроводность [11] при $T < \theta/4$, легко показать, что для типичных условий отклонение T от T_* , вызванное отличием κ от (6), очень мало. При $T \ll T_M$ (6) может также нарушаться из-за включения рассеяния электронов на примесях, что также приводит к очень малым отклонениям T от T_* . Поэтому для практических целей при $T < T_M$ достаточно использовать (7). Отметим, что при не очень больших Z и больших ρ может быть $\theta > T_M$. Тогда ионы вообще не кристаллизуются и нужно использовать (4).

4. Для иллюстрации полученных формул рассмотрим, как и в [3], ход T (рис. 1), вызванный выходящим сквозь оболочку тепловым потоком $F = \tau T_*^4$ для нейтронной звезды с $Z = 26$, $M = M_\odot$, $R = 10$ км, $\rho_0 = 2.16$ при нескольких значениях T_* (кривые на рис. 1 отмечены значениями $T_*/10^6$ К). Здесь τ — постоянная Больцмана, T_* — поверхностная температура, тогда L в (5) имеет смысл светимости звезды с учетом поправки на красное смещение. Для самых внешних слоев оболочки, где работает лучистый теплоперенос, мы воспользовались ходом $T(\rho)$, рассчитанным численно в [3] (рис. 1).

Со стороны малых ρ кривые на рис. 1 оборваны на границе вырождения, поскольку данные [3] не позволяют в деталях построить их в невырожденной области. На каждой кривой по данным [3] мы выбрали точку $T_0(\rho_0)$ (отмечена кружком), глубже которой электронная теплопроводность доминирует над лучистой. Расчет $T(\rho)$ при $\rho > \rho_0$ до точки кристаллизации ионов $T = T_M$ (отмечена крестиком) велся по (4), а глубже — по (7). Кривые [3] при $\rho > \rho_0$ изображены штриховой линией. Видно, что для данных параметров нейтронной звезды учет кристаллизации слабо влияет на ход T . Для кривой $T_* = 7.7 \cdot 10^4$ К температура $T_0 > T_{*20}^{-1/2}$, поэтому основной перепад температуры приходится на область $\rho \leq \rho_0$ с лучистой теплопроводностью. При меньших T_* это тем более так и в расчетах по (4) и (7) особой необходимости нет. Кривая $T_* = 10^4$ К соответствует $T_0 < T_{*20}^{-1/2}$ и $\rho_0 < 1$: перепад T в слоях с электронной теплопроводностью становится большим и приходится на нерелятивистский газ

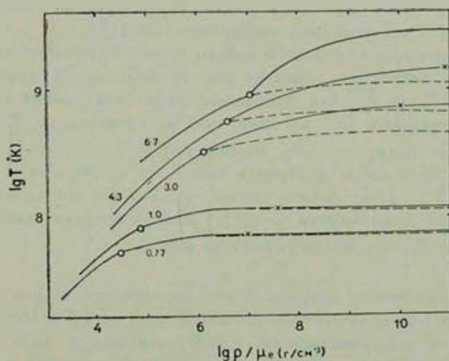


Рис. 1.

В силу сказанного при $T_* \leq 10^4$ К найденные кривые практически совпадают с кривыми [3]. Но при $T_* > 3 \cdot 10^4$ К температура $T_0 \leq T_*$ и $\rho_0 \sim 1$. Поэтому становится существенным перепад T в релятивистском газе и кривые лежат заметно выше кривых [3]. При $T_* > 6.7 \cdot 10^4$ К основное изменение T происходит в области $\rho > \rho_0 \geq 10^8$ г/см³. Тогда в силу (4) при $\rho \gg \rho_0$ температура

$$T \approx T_* [(\lambda_0 - 0.5) \ln(\tau/\tau_0)]^{1/2} \quad (8)$$

и очень слабо (логарифмически) зависит от T_0 , то есть от теплопроводящих свойств слоев при $\rho < \rho_0$.

Для каждой кривой имеется интервал $\rho_0 - \Delta\rho < \rho < \rho_0$, в котором электронная и лучистая теплопроводности одинаково важны. Пока $T_* \leq 3 \cdot 10^6$ К, $\rho_0 \mu_* \leq 10^6$ г/см³ и использование в этом интервале хода T из [3] вполне оправдано. Но при $T_* > 3 \cdot 10^6$ К плотность $\rho_0/\mu_* > 10^6$ г/см³. Поэтому ход T в [3] в этом интервале найден неточно, а отличие используемых формул для κ ведет к появлению фиктивного излома T при $\rho = \rho_0$ (рис. 1). По этой причине мы не могли детально построить ход T при $T_* > 6.7 \cdot 10^6$ К. Отметим, что результаты [3] при $\rho \leq \rho_0$ и $T_* \leq 4.3 \cdot 10^6$ К не точны и в силу того, что для работающей в этих условиях лучистой (комптоновской) непрозрачности в [3] не учитывались поправки на вырождение. Возможно, что в этих условиях важна также непрозрачность за счет свободно-свободных переходов, не рассмотренная до сих пор с учетом поправок на вырождение и релятивизм электронов. При малых Z и определенном интервале T при $T > T_M$ может быть важна и электронная теплопроводность за счет межэлектронных соударений [12, 13].

Считая, что ядро нейтронной звезды ($\rho > 4 \cdot 10^{11}$ г/см³) изотермично, мы построили (сплошная линия на рис. 2) зависимость центральной температуры T_c от T_* . Для сравнения штриховой линией на рис. 2 нанесены результаты [3], которые при не очень малых T_* хорошо описываются зависимостью (см., например, [7]) $T_c = L^{1/3} \approx T_*^{1/3}$. Хотя при $T_* > 6.7 \cdot 10^6$ К мы не построили ход T_c , но из (5) и (8) ясно, что при $\beta_0 \sim 1$ и $T_* \gg T_0$ (в данном случае при $T_* \gg 4.3 \cdot 10^6$ К) без учета несущественной зависимости от T_0 устанавливается зависимость $T_c \propto (L/M)^{1/2} \approx T_*^{1/2}$, что и изображено на рис. 2.

5. При достаточно больших L эта зависимость должна реализовываться даже при наличии сильного магнитного поля $B \approx 10^{10} - 10^{13}$ Гс, в этом смысле она универсальна. Действительно, в силу (8) она обязана перепадать T_c формирующемуся в широком интервале $\rho < \rho_0 < 4 \cdot 10^{11}$ г/см³, $\rho_0 \sim 10^6$ г/см³, в большей части которого указанное поле не способно существенно изменить электронную теплопроводность (см., например, [11]). Однако оно может значительно улучшить лучистую теплопроводность внешних невырожденных слоев [15, 16]. Поэтому вообще с ростом B роль теплоизолирующей способности вырожденного газа возрастает. В [5] эта роль не учитывалась и предполагалось, что вырожденная область изотермична. Считая также, что поле $B \sim 10^{13}$ Гс полностью „просветляет“ невырожденные слои, авторы [5] получили, что $T_c = T_*$. Чтобы показать степень прибли-

женности такого рассмотрения, заметим, что даже если завысить „возможности“ поля $B \sim 10^{13}$ Гс и, например, считать, что оно „просветляет“ слои $\rho < \rho_0 = 3 \cdot 10^6$ г/см³ (тогда в (4) $T_0 = T_*$), но не меняет существенно электронную теплопроводность при $\rho > \rho_0$, то реализовалась бы зависимость $T_e(T_*)$, изображенная точками на рис. 2. Она

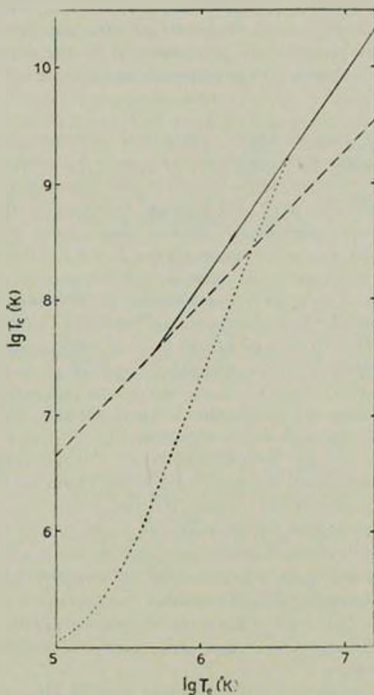


Рис. 2.

отличается от предложенной в [5] уже при $T_* > 10^5$ К и переходит в „универсальную“ зависимость при $T_* \approx 3 \cdot 10^6$ К. Поэтому времена остывания нейтронных звезд (например, остывание за 250 лет от $T_* = 10^{10}$ до 10^6 К без учета сверхпроводимости и сверхтекучести

ядра) в [5] сильно занижены. Более аккуратные модельные расчеты остывания нейтронных звезд с полем $B \leq 4 \cdot 10^{13}$ Гс проделаны в [4]. Там, однако, использованы неточные формулы для электронной теплопроводности. Поэтому, по крайней мере для больших L , результаты [4] неточны; в частности, полученная там зависимость $T_c(L)$ не переходит (см., например, [7]) в зависимость $T_c \sim L^{1/2}$. Кроме того, в [4] не учтен, например, такой важный фактор, как анизотропия лучистой [16] и электронной (см., например, [11]) теплопроводностей в магнитном поле, что, по-видимому, делает все результаты достаточно приближенными.

6. Полученное дополнительное увеличение температуры внутри нейтронной звезды прежде всего должно влиять на ее остывание. По аналогии с результатами [4] следует ожидать, что на самой ранней стадии остывания ($T_c \sim 10^9 - 10^{10}$ К), пока нейтронная светимость звезды $L > L_c$ при фиксированном L нейтронные потери возрастут и темп остывания ускорится. На более поздней стадии, когда $L < L_c$, наоборот, темп замедлится. Кроме того, при более горячем ядре звезды сверхпроводимость и сверхтекучесть в нем наступят при меньших L . Это приводит к затягиванию остывания за счет вклада нормальных протонов и нейтронов в теплоемкость звезды [4] и влияет на характер замедления вращения нейтронной звезды [6]. Наконец, увеличение температуры и ухудшение теплопроводности в оболочке улучшают условия для протекания ядерных реакций, что следует учитывать при построении моделей вспышек бастардов. Полученные формулы применимы и для изучения хода T в не очень глубоких слоях вырожденных ядер белых карликов. Ввиду изменения κ при $\mu_e > 1$, теплоизолирующие свойства таких слоев у массивных и маломассивных карликов различны. Подобные отличия могут проявляться при остывании карликов разной массы, развитии в них тепловой неустойчивости и т. д. При достаточно большой светимости, как и для нейтронных звезд, для массивных белых карликов может устанавливаться зависимость $T_c \propto L^{1/2}$. Обусловленная релятивистскими эффектами дополнительная теплоизолирующая способность вещества массивного карлика может быть важна и при изучении условий для его коллапса, сопровождающегося взрывом сверхновой.

Авторы благодарны Н. Г. Митрофанову и А. И. Цыгану за полезные обсуждения.

ON THE GROWTH OF TEMPERATURE WITHIN
NEUTRON STARS

V. A. URPIN, D. G. YAKOVLEV

The simple analytic expressions are derived for the run of temperature in the degenerate layers of the envelope of a neutron star (of density $\rho < 4 \cdot 10^{11}$ g/cm³) with electron conduction. The relativistic expression for the thermal conductivity is used and a possible crystallization of ions is taken into account. For a neutron star of the mass $1M_{\odot}$ and radius 10 km the central temperature, T_c , is found as a function of luminosity L . At high enough L the main temperature variation is shown to take place in the layers of relativistic degenerate gas ($\rho > 10^6$ g/cm³), then the relation $T_c \propto L^{1/2}$ is established which is not essentially affected by the magnetic field.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. C. Morton, *Nature*, 201, 1308, 1964.
2. H. Y. Chiu, E. E. Salpeter, *Phys. Rev. Lett.*, 12, 413, 1964.
3. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 44, 1863, 1966.
4. S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenquai, M. Ruderman, *Ap. J.*, 176, 739, 1972.
5. L. C. Rosen, A. G. W. Cameron, *Astrophys. Space. Sci.*, 15, 137, 1972.
6. G. Greenstein, *Ap. J.*, 200, 281, 1975.
7. D. Q. Lamb, F. K. Lamb, *Ap. J.*, 220, 291, 1978.
8. G. Baym, C. J. Pethick, P. Sutherland, *Ap. J.*, 170, 299, 1971.
9. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 295, 1977.
10. E. L. Pollock, J. P. Hansen, *Phys. Rev.*, 8A, 3110, 1973.
11. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, *Астрон. ж.*, 1979 (в печати).
12. M. Lampe, *Phys. Rev.*, 170, 306, 1968.
13. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 1979 (в печати).
14. В. А. Урпин, Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 1979 (в печати).
15. J. Lodenquai, V. Canuto, M. Ruderman, S. Tsuruta, *Ap. J.*, 190, 141, 1974.
16. Г. Г. Павлов, Д. Г. Яковлев, *Астрофизика*, 13, 173, 1977.