

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 18

ФЕВРАЛЬ, 1982

ВЫПУСК 1

УДК 524.354

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НА ЛУЧИСТУЮ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Г. Г. ПАВЛОВ, Д. Г. ЯКОВЛЕВ

Поступила 7 апреля 1981

Принята к печати 5 декабря 1981

Рассчитана лучистая (томсоновская) теплопроводность нерелятивистской невырожденной плазмы в сильном магнитном поле B с учетом поляризации электронно-позитронного вакуума. Влияние магнитного поля существенно при $b = \hbar \omega_B / kT \geq 2$ (ω_B — циклотронная частота); при этом поляризация вакуума важна, если температура $T_s \geq 5\rho^{1/3} B_{12}^{-1}$ (ρ — плотность в г см^{-3}). Под влиянием поляризации вакуума коэффициенты теплопроводности вдоль и поперек поля, χ_{\parallel} и χ_{\perp} , могут меняться в несколько раз с изменением знака разности $\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$. В частности, при $b \geq 2$ и $T_s \geq 5\rho^{1/3} B_{12}^{-1}$ $\chi_{\parallel} \approx \chi_{\perp} \approx (b^2/16) \chi_0$ (χ_0 — теплопроводность при $B=0$), тогда как при $b \geq 2$ и $T_s < 5\rho^{1/3} B_{12}^{-1}$ $\chi_{\parallel} \approx \chi_{\perp} \approx 2 \approx (b^2/40) \chi_0$. Продолжение расчетов необходимо для построения моделей рентгеновских пульсаров и изучения различных явлений, связанных с переносом тепла в поверхностных слоях нейтронных звезд.

1. *Введение.* Основным механизмом переноса тепла в невырожденной плазме поверхностных слоев нейтронных звезд является лучистая теплопроводность. Она определяет скорость остывания нейтронных звезд [1], характер термоядерного горения аккрецированного вещества во вспыхивающих рентгеновских источниках (см., например, [2]), перенос тепла в (оптически толстых) горячих пятнах или аккреционных колонках рентгеновских пульсаров [3] и ряд других процессов. При вычислении лучистой теплопроводности важно правильно учитывать влияние огромных (до 10^{11} Гс) магнитных полей нейтронных звезд. Оно, в первую очередь, определяется параметром $b = \hbar \omega_B / kT = 1.35 B_{12} / T_s$ ($\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота, T — температура). Дело в том (см., например, [4]),

что основную часть тепла переносят фотоны с энергией $h\omega \sim p k T$ (параметр $p \sim 2 - 7$ зависит от механизма взаимодействия фотонов с веществом; для томсоновского рассеяния $p \sim 2$), а магнитное поле существенно влияет на пробег фотонов при $\omega \lesssim \omega_{ce}$. Поэтому магнитное поле значительно меняет теплопроводность при $b \gtrsim p$.

Грубая оценка лучистой теплопроводности при $b \gg 1$ была получена в работе [5]. В [6] было показано, что лучистый теплоперенос в магнитном поле определяется двумя коэффициентами теплопроводности, χ_{\parallel} и χ_{\perp} , вдоль и поперек поля:

$$\chi_{\parallel, \perp} = \frac{4}{3} a c T^3 \bar{T}_{\parallel, \perp}, \quad (1)$$

где a — постоянная Стефана, а

$$\bar{T}_{\parallel, \perp} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^{\infty} I_{\parallel, \perp}(z) \frac{z^3 e^{-z}}{(1 - e^{-z})^2} dz \quad (2)$$

— росселандовы средние от величин

$$I_{\parallel} = \frac{3}{2} \int_0^{\pi} I(\omega, \theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta, \quad I_{\perp} = \frac{3}{4} \int_0^{\pi} I(\omega, \theta) \sin^2 \theta d\theta; \quad (3)$$

$z = h\omega/kT$, $I(\omega, \theta)$ — усредненный по поляризациям пробег фотонов с частотой ω , распространяющихся в плазме под углом θ к магнитному полю. В замагниченной плазме излучение распространяется в виде двух нормальных волн с различными поляризациями. В интересующих нас случаях поляризации можно считать ортогональными. Тогда [6]

$$I(\omega, \theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right), \quad (4)$$

где $k_{1,2}$ — коэффициенты поглощения нормальных волн.

В [6] были получены формулы (1)–(4) без учета рассеяния фотонов и вычислены $\chi_{\parallel, \perp}$ в пределе больших и малых b для случая, когда основным процессом взаимодействия фотонов с плазмой являются свободно-свободные переходы. Согласно результатам [7, 4], формулы (1)–(4) справедливы и при учете томсоновского рассеяния. В [4] величины $\chi_{\parallel, \perp}$ рассчитаны при произвольных b с учетом как свободно-свободных переходов, так и томсоновского рассеяния. Отметим, что при выводе (1)–(4) считалось, что излучение в среде слабо отличается от планковского. Для этого оптическая толщина τ должна быть достаточно велика: $\sqrt{\tau} \gg 1$, где τ — толщина по поглощению.

В перечисленных работах, однако, не учитывалась поляризация электронно-позитронного вакуума магнитным полем, влияние которой на спектр, поляризацию и направленность излучения плазмы нейтронных звезд может быть весьма существенной (см. [8, 9] и приведенные там ссылки). Учету поляризации вакуума и посвящена настоящая работа. При интересующих нас энергиях фотонов $h\omega \ll 2mc^2$ замагниченный вакуум не обладает непосредственной способностью поглощать фотоны. Однако он изменяет поляризацию излучения и, тем самым, влияет на коэффициенты поглощения. Это влияние удобно описывать параметром (см., например, [8])

$$V = \frac{1}{60\pi^2 n_e} \left(\frac{mc}{h} \right)^3 \left(\frac{h\omega_B}{mc^2} \right)^4 = 5 \cdot 10^4 \frac{A}{Z} \left(\frac{B}{B_c} \right)^4, \quad (5)$$

где n_e — концентрация электронов, ρ — плотность плазмы в г/см³, $B_c = m^2 c^3 / e \hbar = 4.41 \cdot 10^{12}$ Гс, A и Z — массовое и зарядовое число ионов. Согласно результатам [8], поляризация вакуума влияет на пробег фотонов (4) при $V \gtrsim (\omega_B/\omega)^4$, если $\omega_B \ll \omega$, и при $V \gtrsim (\omega_B/\omega)^2$, если $\omega_B \gtrsim \omega$. В то же время главный вклад в теплопроводность (при томсоновском рассеянии) вносят фотоны с энергией $h\omega \sim 2kT$ (см. выше). Следовательно, поляризация вакуума влияет на теплопроводность, когда температура $T \gtrsim T_V$, где $T_V = 2 \cdot 10^8 (\rho Z/A)^{1/4}$ К (т. е. $V = (b/2)^4$), если $b \ll 2$, и $T_V = 5.8 \cdot 10^8 (\rho Z/A)^{1/2} B_{12}^{-1}$ К (т. е. $V = (b/2)^2$), если $b \gtrsim 2$. Для магнитного поля $B = 2 \cdot 10^{12}$ Гс область значений T и ρ , в которой теплопроводность подвержена влиянию поляризации вакуума, изображена на рис. 1. Там же указана область $T \lesssim T_B$ ($T_B = 6.8 \cdot 10^7 B_{12}$ К соответствует $b = 2$) существенного изменения теплопроводности магнитным полем. Тем самым, замагниченный вакуум сильно влияет на теплопроводность при $T_V \lesssim T \lesssim T_B$. Если же $T \gtrsim T_V$, но $T \gtrsim T_B$, то магнитное поле меняет теплопроводность относительно слабо, но это изменение в значительной мере определяется поляризацией вакуума. Кроме того, на рис. 1 по данным [4] изображена граница, разделяющая области преимущественного вклада в теплопроводность свободно-свободных переходов и томсоновского рассеяния. Видно, что влияние поляризации вакуума имеет место в области, где теплопроводность определяется томсоновским рассеянием. Рассмотрим эту область мы и ограничимся в настоящей работе.

2. Коэффициенты теплопроводности. Для расчета теплопроводности по формулам (1)–(4) воспользуемся выражениями для коэффициентов поглощения $k_{1,2}$ нормальных волн с учетом поляризации вакуума, полученными одним из авторов и Шибановым [8] в приближении холодной плазмы. Это приближение нарушается в частотных интервалах $|\omega - s\omega_B| \lesssim s\omega_B (kT/mc^2)^{1/2} |\cos \theta|$ вблизи циклотронных гармоник $s = 1, 2, \dots$,

однако в интересующем нас случае $kT \ll mc^2$ эти интервалы являются узкими и дают малый вклад в интегралы (2). Согласно [8],

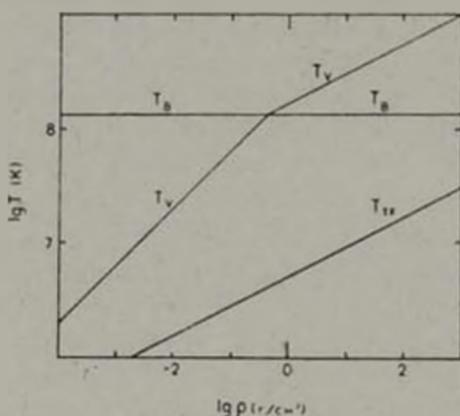


Рис. 1. Области значений ρ и T в невырожденном нерелятивистском электронном газе с магнитным полем $B = 2 \cdot 10^{13}$ Гс, в которых лучистая теплопроводность имеет различный характер. При $T \geq T_V$ теплопроводность подвержена влиянию замagnetического вакуума, при $T \leq T_B$ она существенно меняется магнитным полем, при $T \geq T_{TF}$ она в основном определяется томсоновским рассеянием, а при $T \leq T_{TF}$ — свободно-свободными переходами (кривая T_{TF} для $B = 2 \cdot 10^{13}$ Гс изображена по результатам [1] для гелиевой плазмы; в таком магнитном поле значения T_{TF} в несколько раз выше, чем при $B = 0$).

$$l(\omega, \vartheta) = \frac{k_I}{k_I^2 - (k_C + qk_L)^2 (1 + q^2)^{-1}}, \quad (6)$$

где (для томсоновского рассеяния)

$$k_I = k_0 \frac{2 - u + u^2 + u(3 - u) \cos^2 \vartheta}{2(u - 1)^2},$$

$$k_L = k_0 \frac{u(3 - u)}{2(u - 1)^2} \sin^2 \vartheta, \quad k_C = k_0 \frac{21}{(u - 1)^2} \bar{u} \cos \vartheta, \quad (7)$$

$$q = \frac{\sin^2 \vartheta}{2 \cos \vartheta} \sqrt{\bar{u}} \left(1 - \sqrt{\frac{u - 1}{u}} \right),$$

причем $u = \omega^2/n^2$, а $k_0 = n \sigma_T$ — коэффициент поглощения при $B = 0$, σ_T — томсоновское сечение. Вся зависимость пробега фотонов (6) от поляризации вакуума содержится в параметре q . Поляризация вакуума влияет на пробег при $V \geq u^2$, если $u \leq 1$, и при $V \leq u$, если $u \geq 1$.

В общем случае для нахождения теплопроводности приходится прибегать к численному интегрированию. В некоторых предельных случаях, однако, удается получить аналитические формулы. Рассмотрим отдельно случаи А) $T \ll T_V$, Б) $T \gg T_V$ и В) $T \sim T_V$.

А) Если $T \ll T_V$ (что соответствует $V \ll u^2$, если $u \leq 1$, или $V \ll u$, если $u \geq 1$, см. выше), то можно пользоваться результатами [4] без учета поляризации вакуума. Величины l_{\pm} в этом случае вычисляются аналитически [7] (в формулах (5.78) для l_{\pm} в [7] две опечатки: в выражении для C вместо $u+2$ должно быть $u-2$, а в выражении для J_- вместо C_+ должно быть C_-). В предельных случаях

$$\begin{aligned} \frac{l_+}{l_0} &= 1 + \frac{11}{35} u^2, \quad \frac{l_-}{l_0} = 1 - u + \frac{8}{7} u^3 \quad \text{при } u \ll 3; \\ \frac{l_+}{l_0} &= \frac{u}{5} + 3 \ln(2u) - 9, \quad \frac{l_-}{l_0} = \frac{2u}{5} \quad \text{при } u \gg 3, \end{aligned} \quad (8)$$

где при $u \ll 3$ опущены слагаемые $\sim u^3$, а при $u \gg 3$ — слагаемые $\sim (\ln u)/u$; $l_0 = k_0^{-1}$. Из (8) и (2)

$$\begin{aligned} \frac{x_+}{x_0} &= 1, \quad \frac{x_-}{x_0} = 1 - \frac{5b^2}{4\pi^2} \quad \text{при } b \ll 2; \\ \frac{x_+}{x_0} &= \frac{b^2}{4\pi^2} + 6(\ln b - 2.60), \quad \frac{x_-}{x_0} = \frac{b^2}{2\pi^2} \quad \text{при } b \gg 2, \end{aligned} \quad (9)$$

причем при $b \ll 2$ опущены слагаемые $\sim b^2$, а при $b \gg 2$ — слагаемые $\sim (\ln b) b^{-2}$. Здесь $x_0 = 4 \text{ ас} T^3 / 3 n_e \tau_T = 7.5 \cdot 10^{20} T_8^3 A / \rho Z \text{ эрг/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$ — томсоновская теплопроводность в отсутствие магнитного поля. Соответствующие зависимости $l_{\pm}(u)$ и $x_{\pm}(b)$ приведены на рис. 2 и 3.

Б) При $T \gg T_V$ (что соответствует $V \gg u^2$, если $u \leq 1$, или $V \gg u$, если $u \geq 1$) в (6) можно считать $|q| \rightarrow \infty$. Тогда $l(\omega, \theta) = k_l(k_l^2 - k_L^2)^{-1}$, и все величины (1)–(4) не зависят от V . При этом усредненные по углам пробеги l_{\pm} вычисляются аналитически:

$$\begin{aligned} \frac{l_+}{l_0} &= \frac{1}{2} \left[\frac{(u-1)^2}{u+1} + \frac{3(u-1)^2}{3u-u^2} + \frac{3|u-1|^2}{|u^2-3u|^{3/2}} F(u) \right], \\ \frac{l_-}{l_0} &= \frac{1}{2} \left[\frac{(u-1)^2}{u+1} - \frac{3(u-1)^2}{2(3u-u^2)} - \frac{3|u^2-1|}{|u^2-3u|^{3/2}} F(u) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$F(u > 3) = \frac{1}{2} \ln \frac{u-1 + (u^2-3u)^{1/2}}{u-1 - (u^2-3u)^{1/2}},$$

$$F(u < 3) = -\operatorname{arctg} \frac{(3u-u^2)^{1/2}}{|u-1|}. \quad (11)$$

а при $u=3$ $l_1 = l_+ = l_0$.

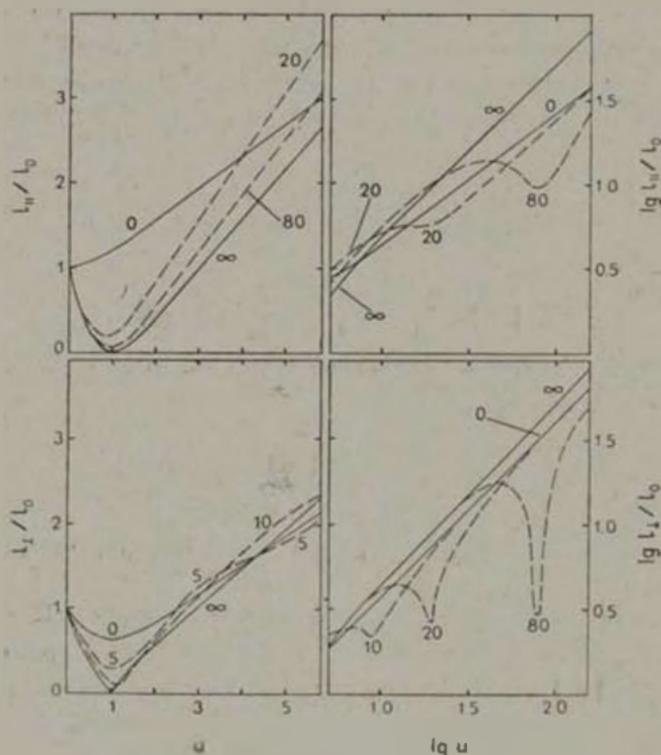


Рис. 2. Зависимость усредненных по различным пробам l_1 и l_2 определенных формулами (3), от $u = (\pi N)^2$ при различных значениях параметра V (которые указаны у кривых).

В предельных случаях

$$\frac{l_1}{l_0} = 1 - \frac{12}{5} u, \quad \frac{l_2}{l_0} = 1 - \frac{9}{5} u \quad \text{при } u < 1;$$

$$\frac{l_1}{l_0} = \frac{u}{2} + \frac{3}{4} \ln(4u) - 3, \quad \frac{l_2}{l_0} = \frac{u}{2} - \frac{3}{4} \quad \text{при } u > 3, \quad (12)$$

откуда

$$\frac{x_i}{x_0} = 1 - \frac{3b^2}{\pi^2}, \quad \frac{x}{x_0} = 1 - \frac{9b^2}{4\pi^2} \quad \text{при } b \ll 2; \quad (13)$$

$$\frac{x_i}{x_0} = \frac{5b^2}{8\pi^2} + \frac{3}{2} (\ln b - 2.75), \quad \frac{x}{x_0} = \frac{5b^2}{8\pi^2} - \frac{3}{4} \quad \text{при } b \gg 2.$$

В (12) при $u \ll 1$ опущены слагаемые $\sim u^2$, остальные формулы (12), (13) приведены с той же точностью, что и (8), (9). Соответствующие зависимости $l_{\perp, \parallel}(u)$ и $x_{\perp, \parallel}(b)$ изображены на рис. 2 и 3.

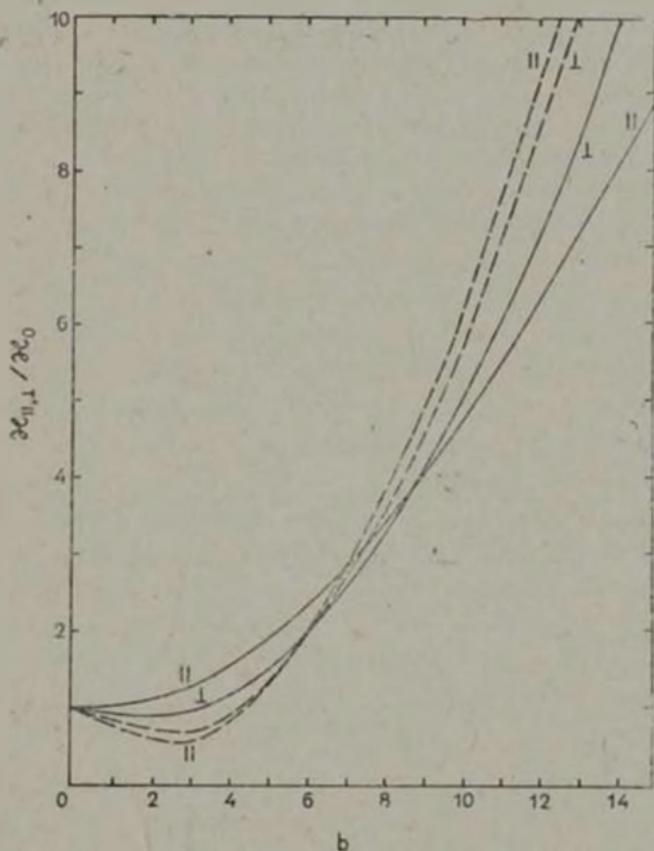


Рис. 3. Зависимости коэффициентов теплопроводности от $b = h\omega_D / kT$ в предельных случаях А) слабой ($T \ll T_V$, сплошные кривые) и Б) сильной ($T \gg T_V$, штриховые кривые) поляризации вакуума.

Изменение теплопроводности из-за сильной поляризации вакуума ясно из рис. 3 и асимптотик (9) и (13). Прежде всего, если в случае слабой

поляризации вакуума ($T \ll T_V$, случай А) $\chi_1 > \chi_2$ при $b < 9$ и $\chi_1 < \chi_2$ при $b > 9$, то и случае сильной поляризации ($T \gg T_V$, случай Б) $\chi_1 < \chi_2$ при $b < 6$ и $\chi_1 > \chi_2$ при $b > 6$ (т. е. поляризация вакуума меняет „знак“ анизотропии теплопроводности). При этом в случае А) продольная теплопроводность χ_1 монотонно растет с b , а в зависимости поперечной теплопроводности χ_2 от b имеется минимум при $b \approx 2$, а в случае Б) обе теплопроводности имеют гораздо более резко выраженные минимумы при $b \approx 3$. Кроме того, при $b \gg 2$ в случае А) $\chi_1 \approx 2\chi_2$, а в случае Б) $\chi_1 \approx \chi_2$, т. е. сильная поляризация вакуума уменьшает анизотропию теплопроводности. При этом в случае сильной поляризации вакуума продольная теплопроводность в 2.5 раза, а поперечная — в 1.25 раза выше, чем в случае слабой.

В) Рассмотрим переход от случая А) к Б) с ростом V . При $V \ll 1$ для углов распространения фотонов к магнитному полю $\theta \sim 1$ (дающих основной вклад в теплопроводность) поляризация вакуума влияет на поляризацию нормальных волн [8] (и тем самым на пробег фотонов (6)) лишь в области высоких частот $\omega \gtrsim \omega_B V^{-1/2}$, где отличие пробега l от пробега l_0 при $B=0$ мало ($\sim (\omega_B/\omega)^2$). С ростом V эта область частот расширяется и приближается к циклотронному резонансу ($\omega = \omega_B$). При $V \geq 1$ влиянию поляризации вакуума подвержены и частоты $\omega \gtrsim \omega_B V^{-1/2}$ ниже циклотронной. При $V \geq 4$ в области частот ниже циклотронной появляются две частоты [8] (соответствующие значениям $u_{1,2} = (V/2) [1 \mp (1-4/V)^{1/2}]$, для которых $q = 0$; см. (7)), на которых степень линейной поляризации нормальных волн, $q(1+q^2)^{-1/2}$, обращается в нуль благодаря компенсации слагаемых, описывающих вклад вакуума и плазмы. При $V = 4$ $\omega_1 = \omega_2 = \omega_B/\sqrt{2}$. С ростом V частота ω_1 приближается к циклотронной, а ω_2 сдвигается в область низких частот. При $V \gg 4$ ($\omega_B - \omega_1$) $\approx \omega_B/2V$ и $\omega_2 \approx \omega_B V^{-1/2}$, а влиянию вакуума не подвержена лишь область низких частот $\omega \ll \omega_B V^{-1/2}$.

Трансформация зависимостей $l_{1,2}(u)$ с ростом V от случая А) к Б) ясна из рис. 2 и 4. Сильные провалы кривых при достаточно больших V возникают вблизи значений $u = u_{1,2}$. Рис. 2 и 4 позволяют легко понять изменение теплопроводности с ростом V , которое изображено на рис. 5. В частности, при $b \gg 2$ такое изменение происходит немонотонно. Отметим, что коэффициенты теплопроводности $\chi_{1,2}$ меняются более плавно, чем усредненные по углам пробеги $l_{1,2}$, по-

сколько они являются интегралами от $I_{\perp, \parallel}$ по частоте. Например, провалы в зависимостях $x_{\perp, \parallel}(V)$ на рис. 5 выражены гораздо слабее, чем провалы в зависимостях $I_{\perp, \parallel}(V)$ на рис. 4.

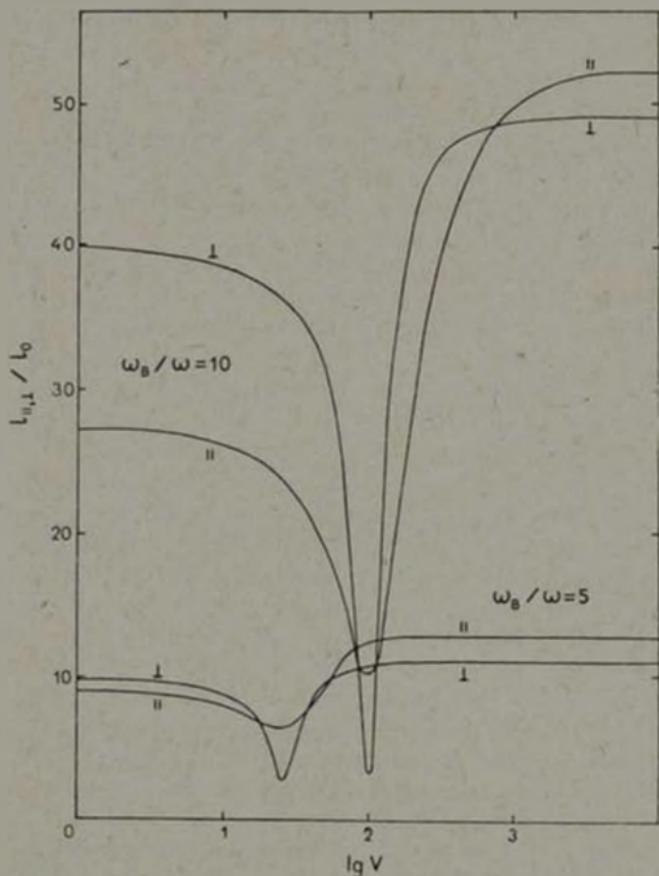


Рис. 4. Зависимость величины $I_{\perp, \parallel}$ от степени поляризации вакуума V при $\omega_B / \omega = 10$ и 5.

3. *Обсуждение результатов.* Хорошо известно, что лучистая теплопроводность определяет перенос тепла в поверхностных, невырожденных слоях нейтронных звезд. Хотя толщина этих слоев не превышает нескольких метров, их теплоизолирующая способность может быть достаточно велика. Тем самым лучистая теплопроводность может оказывать влияние на ряд процессов и, в частности, на остывание нейтронных звезд. При расче-

тах скорости остывания с учетом магнитного поля обычно используются оценочные формулы [5, 10, 11] для теплопроводности, при выводе которых для простоты считается, что при $u \gg 1$ пробег фотонов $l(\parallel, \theta) = l_0 u$. В этом приближении при $b \gg 2$ коэффициенты (томсоновской) теплопроводности вдоль и поперек магнитного поля одинаковы и равны $\chi_{\parallel, \perp} = (5b^3/4\pi^2) \chi_0$.

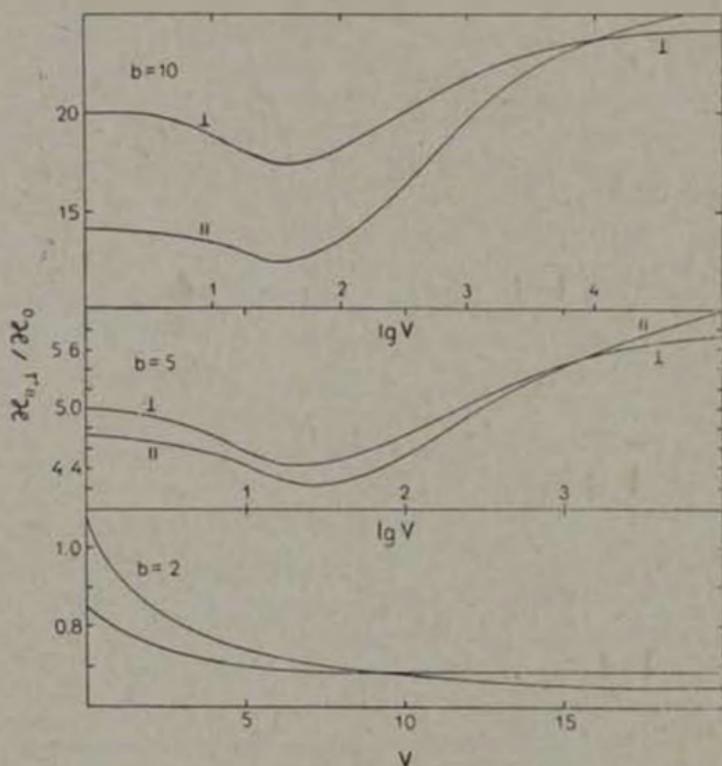


Рис. 5. Зависимость коэффициентов теплопроводности от степени поляризации вакуума V при нескольких значениях b .

В действительности ситуация является более сложной. Для типичных условий в поверхностных слоях нейтронных звезд, где магнитное поле меняется не сильно, с увеличением плотности вещества роль поляризации вакуума падает (рис. 1). В достаточно глубоких слоях с томсоновской теплопроводностью, где поляризация вакуума слаба (случай А), при $b \gg 2$, согласно точному расчету (9), продольная теплопроводность в 5 раз, а поперечная — в 2.5 раза меньше приведенных оценочных значений. В менее плотных слоях, где поляризация вакуума сильна (случай Б), при $b \gg 2$

продольная и поперечная теплопроводности (13) выравниваются, но остаются в 2 раза меньше оценочных значений. Тем самым, обычно используемые оценочные значения теплопроводности [5, 10, 11] несколько завышены, что должно приводить к заниженным значениям перепада температуры, приходящегося на слои с лучистой теплопроводностью.

При расчетах скорости остывания нейтронных звезд это, в свою очередь, может приводить (см., например, [10, 12, 13]) к завышенным значениям температуры поверхности на ранней стадии остывания, когда нейтринная светимость звезды много выше фотонной и падение температуры в центральных областях звезды не зависит от теплопроводящих свойств поверхностных слоев (эта стадия длится $10^1 \div 10^6$ лет, в зависимости от физических свойств вещества в центральных областях звезды и величин магнитного поля в поверхностных слоях; см., например, [12, 13]). На более поздней стадии остывания, когда доминирующей становится фотонная светимость, использование завышенных значений теплопроводности ведет к переоценке скорости остывания, т. е. к заниженным значениям поверхностных температур.

Значения теплопроводности важны и для изучения горения аккрецированного вещества в поверхностных слоях нейтронных звезд (см., например, [2]). Горение может быть взрывным или спокойным. Взрывной режим реализуется при достаточно плохой теплопроводности; взрывами аккрецированного вещества обычно объясняется активность вспыхивающих рентгеновских источников. Влияние магнитного поля на характер горения рассматривалось в [14]. В частности, согласно результатам [14], магнитное поле $\sim 10^{13}$ Гс на поверхности нейтронной звезды массы $1.4 M_{\odot}$ и радиуса 6.6 км при температуре в основании области горения $4 \cdot 10^8$ К и темпе аккреции 10^{12} г/с настолько увеличивает теплопроводность (т. е. теплоотвод) в области горения, что предотвращает появление вспышек (которые возможны при тех же условиях, но при $B = 0$). Однако в [14] использовались указанные завышенные значения теплопроводности в магнитном поле. Можно ожидать, что при использовании более точных значений теплопроводности влияние магнитного поля на режим горения будет более слабым.

Кроме того, лучистая теплопроводность определяет перенос тепла в аккреционных колонках или горячих пятнах на поверхности рентгеновских пульсаров (см., например, [3]), если оптическая толщина колонок или пятен достаточно велика. При построении моделей рентгеновских пульсаров следует учитывать, что в областях с сильной и слабой поляризацией вакуума лучистая теплопроводность может быть существенно различна.

Наконец, отметим, что поскольку теплопроводность зависит от магнитного поля, величина которого меняется по поверхности нейтронной звезды, то слои постоянной плотности могут не совпадать со слоями по-

стоянной температуры [15]. Тогда возникают течения вещества типа меридиональной циркуляции (см., например, [15]). Эти течения могут перемешивать вещество звезды (например, уносить аккрецированное вещество вглубь звезды, где оно может сгорать), а также влиять на магнитное поле. В силу различной теплопроводности в областях с сильной и слабой поляризацией вакуума, характер течений в этих областях может быть существенно различным.

Физико-технический
институт им. А. Ф. Иоффе
АН СССР

EFFECT OF VACUUM POLARIZATION BY MAGNETIC FIELD ON RADIATIVE THERMAL CONDUCTIVITY OF SURFACE LAYERS OF NEUTRON STARS

G. G. PAVLOV, D. G. YAKOVLEV

The radiative (Thomson) thermal conductivity is calculated for a non-relativistic non-degenerate plasma in a strong magnetic field B with allowance for polarization of electron-positron vacuum. The effect of the magnetic field is significant at $b = \hbar\omega_B/kT \geq 2$ (ω_B being the cyclotron frequency); in this case the vacuum polarization is important, if the temperature $T_0 \gtrsim 5 \rho^{1/2} B_{12}^{-1}$ (ρ is the density in g/cm^3). The vacuum polarization may change the thermal conductivities along and across the magnetic field, κ_{\parallel} and κ_{\perp} , by several times, the sign of the difference $\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}$ also being changed. In particular, $\kappa_{\parallel} \approx \kappa_{\perp} \approx (b^2/16) \kappa_0$ (where κ_0 is the conductivity at $B=0$) at $b \gg 2$ and $T_0 \gg 5 \rho^{1/2} B_{12}^{-1}$, whereas $\kappa_{\parallel} \approx \kappa_{\perp} / 2 \approx (b^2/40) \kappa_0$ at $b \gg 2$ and $T_0 \ll 5 \rho^{1/2} B_{12}^{-1}$. The performed calculations are required for constructing the models of X-ray pulsars as well as for investigating various phenomena concerned with heat transport in surface layers of neutron stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Tsuruta, A. G. W. Cameron, Can. J. Phys., 44, 1863, 1966.
2. P. C. Joss, Ap. J. Lett., 225, L123, 1978.
3. M. M. Basko, R. A. Sunyaev, Astron. Astrophys., 42, 311, 1975.
4. N. A. Silant'ev, D. G. Yakovlev, Astrophys. Space Sci., 71, 45, 1980.
5. J. Lodenquai, V. Canuto, M. Ruderman, S. Tsuruta, Ap. J., 190, 141, 1974.
6. Г. Г. Павлов, Д. Г. Яковлев, Астрофизика, 13, 173, 1977.
7. А. Э. Долгинов, Ю. Н. Гислин, Н. А. Силантьев, Распространение и поляризация излучения в космической среде, Наука, М., 1979.

8. Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов, ЖЭТФ, 76, 1457, 1979.
9. G. G. Pavlov, Yu. N. Gnedin, Sov. Sci. Rev.: Astrophys. Sp. Res., 3, 136, 1982.
10. S. Tsuruta, V. Canuto, J. Lodenquai, M. Ruderman, Ap. J., 176, 739, 1972.
11. S. Tsuruta, In: "Phys. of Dense Matter", IAU Symp. No. 53, Ed. C. J. Hanson, 1974, p. 209.
12. G. Glen, P. Sutherland, Ap. J., 239, 671, 1980.
13. Д. Г. Яковлева, В. А. Урлин, Письма АЖ, 7, 157, 1981.
14. P. C. Joss, F. K. Li, Ap. J., 238, 287, 1980.
15. М. Шарушильд, Структура и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.