

ПОГЛОЩЕНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В КОРЕ  
НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ  
ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, А.С.АРУТЮНЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 12 сентября 2014

Кинетическое уравнение для плазмы коры нейтронной звезды решено в приближении времени релаксации. Получены значения кинетических коэффициентов плазмы коры в интервале значений плотности  $10^7$ - $10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Рассмотрено распространение магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды с учетом различных механизмов диссипации энергии волн. Показано, что кора нейтронной звезды прозрачна для магнитозвуковых волн с частотами  $\omega \leq 10^{11}$  Гц и поглощение волн тем меньше, чем больше центральная плотность звезды. Предложен механизм радиоизлучения пульсаров, где источник находится на поверхности звезды и имеет размеры, равные размерам сечения пучка магнитозвуковых волн. Объяснены некоторые особенности радиоизлучения - спектральный индекс и замирание пульсаров.

Ключевые слова: *нейтронные звезды; пульсары; радиоизлучение*

1. *Введение.* Известно, что подавляющее большинство из более чем 2000 пульсаров наблюдались в радиочастотном спектре излучения. До сих пор механизм радиоизлучения пульсаров рассматривался в общем контексте их механизма замедления и формирования источника излучения [1-3]. Казалось бы такой подход оправдан, поскольку импульсное излучение наблюдалось не только в радиодиапазоне, но и в более высокочастотной части спектра излучения. Теории излучения пульсаров, основанные на рассмотрении явлений, происходящих в магнитосфере пульсара, не могут объяснить большое количество наблюдательных данных в радиодиапазоне, такие как продолжительность импульсов, замирание пульсара и т.д. Это связано с тем, что основные положения, лежащие в основе существующих теорий излучения пульсаров - наличие сильного электрического поля вблизи поверхности пульсара, наличие внутренней (у поверхности пульсара) и внешней (вблизи светового цилиндра) щелей, местонахождение излучающей области и т.д., остаются вполне необоснованными [4,5].

Все трудности магнитосферного механизма радиоизлучения пульсаров можно обойти, если принять, что источник радиоизлучения пульсаров находится на поверхности звезды [6-8]. В частности, в работе [8] было показано, что при замедлении нейтронной звезды (НЗ) возможно формирование "магнитных шапок" на границе ядра и коры звезды. Из-за энерго-

выделения в этих областях в коре звезды могут возбуждаться магнитозвуковые волны, которые переносят выделенную в "магнитных шапках" энергию до поверхности звезды. Генерированные этой волной электрические токи на поверхности будут преобразовывать пришедшую изнутри энергию магнитного поля в энергию электромагнитного излучения. Для реализации вышеуказанного сценария формирования источника радионизлучения пульсара необходимо вычислить частоты волн, которые могут распространяться в коре нейтронной звезды без значительного поглощения. Как было показано в работе [9], амплитуда магнитозвуковых волн зависит не только от амплитуды возмущения магнитного поля в "магнитной шапке", но и от кинетических коэффициентов вещества коры, которые ответственны за поглощение энергии волн. В работе [10] были вычислены коэффициенты электропроводности, теплопроводности и вязкости плазмы коры нейтронной звезды для плотностей  $\rho = 10^8 \text{ г/см}^3 - 10^{14} \text{ г/см}^3$ . При плотностях  $\rho \leq 10^8 \text{ г/см}^3$  вычисления затруднены тем, что необходимо учесть влияние магнитного поля, из-за которого вещество становится анизотропным, а кинетические коэффициенты - тензорами.

Цель данной статьи - учесть влияние магнитного поля на кинетические коэффициенты плазмы коры нейтронной звезды и изучить поглощение магнитозвуковых волн, распространяющихся в ней. Наши вычисления помогут выяснить, смогут ли магнитозвуковые волны переносить энергию магнитного поля, выделенную в "магнитных шапках" пульсара, до поверхности звезды.

2. *Кинетическое уравнение для плазмы коры нейтронной звезды.* Плазма коры нейтронной звезды состоит из вырожденных электронов и полностью или частично ионизированных (в зависимости от плотности) атомов. Главную роль в процессах переноса в коре нейтронной звезды играют электроны, так как их средняя длина свободного пробега намного больше, чем у ионов. Для нахождения электронного вклада в кинетические коэффициенты плазмы необходимо, в общем случае, учесть как электрон-ионные, так и электрон-электронные столкновения. Однако частоты этих столкновений относятся как

$$\frac{\nu_{ei}}{\nu_{ee}} = \frac{Z^2 e^4 n_i}{e^4 n_e} = Z \gg 1,$$

где учтено условие электронейтральности плазмы  $Zn_i = n_e$ . Следовательно, в большей части коры нейтронной звезды электрон-электронные столкновения можно не учитывать. Состояние электронной системы в неквадантирующем магнитном поле будем описывать квазиклассической функцией распределения  $f_k(\vec{r}, t)$ , которая определяется из уравнения Больцмана для электронов, находящихся во внешнем электромагнитном поле:

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + \vec{v}_k \frac{\partial f_k}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{\hbar} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_k \vec{H}] \right) \frac{\partial f_k}{\partial \vec{k}} = \left( \frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{ст}}, \quad (1)$$

где  $\vec{k}$  - волновой вектор электрона, а  $\vec{p}_k = \hbar \vec{k}$ ,  $\epsilon_k = \sqrt{m^2 c^4 + p_k^2 c^2}$ ,  $\vec{v}_k = c^2 \vec{p}_k / \epsilon_k$  - соответственно импульс, энергия и скорость электрона. Правая часть уравнения (1), называемая интегралом столкновений, имеет вид

$$\left( \frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{СТ}} = \int (f_{k'} - f_k) W(\vec{k}, \vec{k}') \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3}. \quad (2)$$

В выражении интеграла столкновений (2)  $W(\vec{k}, \vec{k}')$  есть вероятность  $\vec{k} \rightarrow \vec{k}'$  перехода в единицу времени. В присутствии магнитного поля решение кинетического уравнения (1), при малых градиентах термодинамических величин и малых значениях электрического поля и скоростей вещества, можно искать в виде

$$f_k(\vec{r}, t) = f_k^0(\vec{r}, t) + g_k(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где

$$f_k^0(\vec{r}, t) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon'_k(\vec{r}, t) - \mu(\vec{r}, t)}{k_B T(\vec{r}, t)}\right) + 1}$$

локально квазиравновесная функция распределения,  $\epsilon'_k = \epsilon_k - \vec{p}_k \vec{V}(\vec{r}, t)$  - энергия электрона в системе отсчета, связанной с веществом. С учетом (3), кинетическое уравнение (1) в первом приближении по  $g_k$  примет вид [11]:

$$\vec{v}_k \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \left( \frac{\epsilon_k - \mu}{T} \nabla T - \frac{\epsilon_k}{c^2} \frac{\nabla p'}{\rho} + e \vec{E}' + \hbar \nabla(\vec{k} \vec{V}) \right) - \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \left( \frac{\epsilon_k - \mu}{3} \frac{x^2 + 2}{x^2 + 1} + \frac{mc^2}{3} \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + 1}} \right) \text{div} \vec{V} + \quad (4)$$

$$+ \frac{e}{c} \vec{v}_k \left[ \vec{V} + \frac{\epsilon_k}{\rho e c^2} \vec{j}, \vec{H} \right] \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} + \frac{e}{\hbar c} [\vec{v}_k \vec{H}] \frac{\partial g_k}{\partial \vec{k}} = \int W(\vec{k}, \vec{k}') (g_k + f_k^0 - g_{k'} - f_{k'}^0) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3},$$

где  $e \vec{E}' = e \vec{E} + \nabla \mu$ ,  $\mu$  - химический потенциал,  $p'$  - возмущение давления плазмы,  $\rho$  - плотность плазмы,  $x = p_F / mc$ ,  $p_F$  - ферми импульс электрона. Если считать рассеяние электронов на ионах упругим, в уравнение (4) можно подставить  $f_k^0 = f_{k'}^0$ , а также учесть, что  $W(\vec{k}, \vec{k}') = W(k, k', \vartheta) = W(k, \vartheta) \delta(\epsilon_k - \epsilon_{k'})$ , где  $\vartheta$  - угол рассеяния электронов. В этом случае кинетическое уравнение упрощается и более удобно записывать его в тензорном виде:

$$\frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon} \left[ v_i \left( \frac{\epsilon - \mu}{T} \partial_i T - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial_i p'}{\rho} + e E'_i + \hbar k_j \partial_i V_j + \frac{e}{c} \epsilon_{ijk} V_j H_k \right) - \left( \frac{\epsilon - \mu}{3} \frac{x^2 + 2}{x^2 + 1} + \frac{mc^2}{3} \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + 1}} \right) \text{div} \vec{V} \right] - \frac{e}{\hbar c} \epsilon_{ijk} v_i H_k \frac{\partial g}{\partial k_j} = \int W(\vec{k}, \vec{k}') (g(\vec{k}) - g(\vec{k}')) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3}, \quad (5)$$

где для простоты индекс  $k$  опущен у величин  $\bar{v}_k$ ,  $\varepsilon_k$ ,  $f_k^0$ . При получении (5) также учтено, что в электронейтральной плазме коры нейтронной звезды выполняется условие  $\bar{V}_i \approx \bar{V}_e \approx \bar{V}$ ,  $|\bar{V}_i - \bar{V}_e| \ll V$ .

В уравнении (5) члены, содержащие  $\partial_i V_j$  и  $\text{div} \bar{V}$ , определяют вязкость плазмы, а члены, содержащие  $\nabla T$ ,  $\nabla p'$ ,  $\bar{E}$ ,  $\bar{V}$ , определяют тепло-электрохимические свойства плазмы. Поэтому, при вычислении электро- и теплопроводности плазмы в уравнении (5) можно пропустить члены с  $\partial_i V_j$  и  $\text{div} \bar{V}$ , а при вычислении коэффициентов вязкости плазмы необходимо оставить только члены с  $\partial_i V_j$  и  $\text{div} \bar{V}$ .

3. *Тензоры электропроводности, теплопроводности и вязкости плазмы коры.* Если подставить в кинетическом уравнении (5)  $\partial_i V_j = 0$  и  $\text{div} \bar{V} = 0$ , то решение полученного уравнения в приближении времени релаксации имеет вид [11]:

$$g(\bar{k}) = \frac{e\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} \bar{v}_k \left( \bar{F} + (\omega_c \tau_1)^2 \frac{\bar{H}(\bar{F}\bar{H})}{H^2} + \omega_c \tau_1 \frac{[\bar{F}\bar{H}]}{H} \right), \quad (6)$$

где

$$\bar{F} = \bar{E} + \frac{1}{c} [\bar{V}\bar{H}] + \frac{\varepsilon - \mu}{eT} \left( \nabla T - T \frac{\nabla p'}{\rho c^2} \right) - \frac{\mu}{c^2} \frac{\nabla p'}{e\rho}, \quad (7)$$

а

$$\tau_1(\varepsilon) = \left[ \int W(k, k', \vartheta) (1 - \cos \vartheta) \frac{d\bar{k}'}{(2\pi)^3} \right]^{-1} \quad (8)$$

- время релаксации электронной компоненты плазмы коры нейтронной звезды. Из определений плотности тока и плотности потока тепла

$$\bar{j} = - \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} e \bar{v}_k f_k = - \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} e \bar{v}_k g_k, \quad (9)$$

$$\bar{q} = \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} (\varepsilon_k - \mu) \bar{v}_k f_k = \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} (\varepsilon_k - \mu) \bar{v}_k g_k \quad (10)$$

с использованием выражений (6)-(8), можно получить закон Ома и уравнение теплопроводности

$$\bar{j} = \hat{\sigma} \left( \bar{E} + \frac{1}{c} [\bar{V}\bar{H}] \right), \quad (11)$$

$$\bar{q} = -\hat{\alpha} \nabla T - \frac{\pi^2}{3e} \frac{(k_B T)^2}{\varepsilon_F} \bar{j}, \quad (12)$$

где  $\hat{\sigma}$  - тензор электропроводности в магнитном поле и имеет компоненты

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & -\omega_c \tau_1 \\ 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \omega_c \tau_1 & 0 & 1 \\ 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

в  $\hat{\epsilon}$  - тензор теплопроводности:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \frac{\hat{\sigma}}{\sigma_0}. \tag{14a}$$

В выражениях (13) и (14)  $\sigma_0$  и  $\epsilon_0$  - электропроводность и теплопроводность в отсутствии магнитного поля:

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e} \tau_1, \quad \epsilon_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e^2} T \sigma_0, \tag{14b}$$

$\omega_c$  - циклотронная частота. При получении (13) принято, что магнитное поле имеет компоненты  $\vec{H} (0, H, 0)$ .

Для вычисления тензора вязкости необходимо оставить в кинетическом уравнении (5) только члены с  $\partial_j V_j$  и  $\text{div } \vec{V}$ . В этом случае кинетическое уравнение можно написать в следующем виде:

$$\frac{\hbar^2 c^2}{\epsilon} \frac{\partial f^0}{\partial \epsilon} k_i k_j W_{ij} + \frac{\partial f^0}{\partial \epsilon} \left( \frac{\hbar^2 c^2 k^2}{\epsilon} - (\epsilon - \mu) \frac{x^2 + 2}{x^2 + i} - mc^2 \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + 1}} \right) \frac{\text{div } \vec{V}}{3} - \frac{e \hbar c}{\epsilon} k_i \epsilon_{ij} \frac{\partial g}{\partial k_j} = \int W(\vec{k}, \vec{k}') (g(\vec{k}) - g(\vec{k}')) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3}, \tag{15}$$

где

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ijk} h_k, \quad h_k = H_k / H, \\ W_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \text{div } \vec{V}.$$

Для вычисления тензора первой вязкости можно еще не рассматривать член с  $\text{div } \vec{V}$  в уравнении (15). Тогда, если ввести второе время релаксации как

$$\tau_2(\epsilon) = \left[ \int W(\vec{k}, \vec{k}') (1 - \cos^2 \vartheta) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3} \right]^{-1}, \tag{16}$$

то из решения уравнения (15) можно получить также тензор вязких напряжений в следующем виде [12]:

$$\pi_{ij} = \eta \left\{ h_i h_j h_k h_l + \frac{h_i h_j h_k + h_j h_i h_k - \omega_c \tau_2 (\epsilon_{ik} h_j h_l + \epsilon_{jk} h_i h_l)}{1 + (\omega_c \tau_2)^2} + \frac{h_{ik} h_{jl} - \omega_c \tau_2 (\epsilon_{ik} h_{jl} + \epsilon_{jk} h_{il}) + 2(\omega_c \tau_2)^2 h_{ij} h_{kl}}{1 + 4(\omega_c \tau_2)^2} \right\} \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \text{div } \vec{V} \right), \tag{17}$$

где

$$\eta = \frac{1}{5} n_e v_F p_F \tau_2 \tag{18}$$

коэффициент первой вязкости в отсутствии магнитного поля. Что касается второго коэффициента вязкости, то как показано в работе [13], он порядка  $(k_B T / \epsilon_F)^2$  по отношению к  $\eta$  и им можно пренебречь. Таким образом,

кинетические коэффициенты плазмы коры нейтронной звезды выражаются двумя релаксационными временами  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . Результаты их численного расчета приведены в разделе 4.

4. *Вычисление времен релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$ .* Как видно из формул (8) и (16), времена релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$  выражаются через вероятность рассеяния  $W(k, k', \vartheta)$  электронов на ионах. Вид электрон-ионного взаимодействия зависит от состояния ионной компоненты, а последнее определяется параметром "газовости"  $\Gamma$ :

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{k_B T a}, \quad (19)$$

где  $a = (3/4\pi n_i)^{1/3}$  - характерное расстояние ионов,  $n_i$  - плотность числа ионов. Введем еще несколько температурных характеристик ионной системы.

$$T_1 = \frac{Z^2 e^2}{k_B a}$$

есть температура, выше которой ионы составляют бoльцмановский газ. Температура плавления ионной компоненты, согласно [14], порядка

$$T_m = \frac{Z^2 e^2}{k_B a \Gamma_m},$$

где  $\Gamma_m \approx 150$ , и температура Дебая, определяемая как [14]

$$T_D = \sqrt[3]{6\pi^2 n_i} \frac{h c_s}{k_B},$$

где  $c_s$  - скорость звука. Если температура внутри коры нейтронной звезды  $T > T_1$ , то ионы можно рассматривать как бoльцмановский газ. При выполнении условия  $T_m < T < T_1$  ионную компоненту можно считать жидкостью, а при  $T < T_m$  - кристаллом, если  $T_D < T_m$ . Возможно также, что при некоторых плотностях выполняется условие  $T_D > T_m$ . В этом случае ионный компонент остается жидкостью даже при  $T < T_m$ . На рис.1 показаны зависимости температур  $T_1$ ,  $T_m$ ,  $T_D$  от плотности для двух уравнений состояния AU и ModelA (см. раздел 5). Из рис.1 видно, что ионный компонент можно считать жидкостью вплоть до плотностей  $\rho \sim 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>. Поэтому будем следовать работе [15] и будем рассматривать кулоновское рассеяние электронов на ионах, а ион-ионные взаимодействия учтем с помощью двухточечной корреляционной функции. Как показано в работе [15], выражение для вероятности рассеяния электронов на ионах имеет вид:

$$W(k, k', \vartheta) = (2\pi)^3 Z^2 n_i c \frac{\lambda_c^5 \alpha^2}{2\epsilon^2} \left(1 + \epsilon^2 + (\epsilon^2 - 1)\cos\vartheta\right) \times \\ \times \left[ (1 - \cos\vartheta)(\epsilon^2 - 1) + r_0^{-2} \right]^2 \phi(\chi) \delta(\epsilon - \epsilon') = w(\epsilon, \vartheta) \delta(\epsilon - \epsilon'), \quad (20)$$

где  $\lambda_c$  - комптоновская длина электронов,  $\alpha = 1/137$  - постоянная тонкой

структуры,  $c$  - скорость света,  $r_0 = \sqrt{2} r_D / \lambda_c$ ,  $r_D$  - дебаевский радиус экранизации для вырожденного электронного газа и определяется выра-

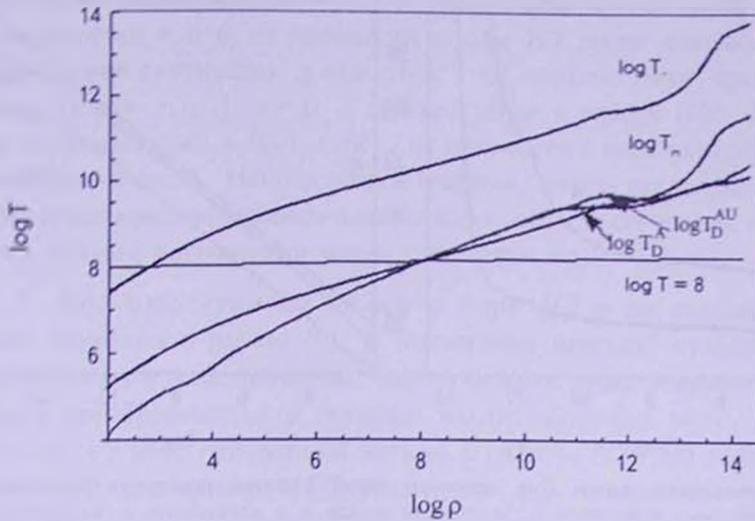


Рис.1. Зависимости температур  $T_1$ ,  $T_n$ ,  $T_D$  от плотности для двух уравнений состояния AU и Model A.

жением  $r_D^{-2} = \lambda_c^{-2} \frac{4\alpha}{\pi} \epsilon_F (\epsilon_F^2 - 1)^{1/2}$ . Здесь  $\epsilon_F$  - энергия Ферми в единицах  $mc^2$ . Функция  $\phi(\chi)$  в выражении (20) определяется как

$$\phi(\chi) = 1 + 3 \int_0^{\infty} g(x) \frac{\sin \chi x}{\chi x} x^2 dx, \tag{21}$$

где

$$\chi(\epsilon, \vartheta) = \left( \frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3} |\bar{k} - \bar{k}'| = \left( \frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3} \lambda_c^{-1} \sqrt{2(1 - \cos \vartheta)(\epsilon^2 - 1)},$$

а

$$g(\bar{R}) = \frac{\int \exp(-U/k_B T) d\bar{R}_3 \dots d\bar{R}_n}{\int \exp(-U/k_B T) d\bar{R}_1 \dots d\bar{R}_n}, \tag{22}$$

и есть корреляционная функция ионов. Для времен релаксации  $\tau_n(\epsilon_F)$ ,  $n = 1, 2$  из (8), (16) и (20)-(22) можно получить следующие выражения:

$$\tau_n = \frac{m^2 c^3}{\pi Z^2 e^4 n_i} \frac{\epsilon_F}{\sqrt{\epsilon_F^2 - 1}} \times \left[ \int_0^\pi d\vartheta \frac{\sin \vartheta (i - \cos^n \vartheta) \{ 2 + (\epsilon_F^2 - i)(i + \cos \vartheta) \}}{\left\{ (\epsilon_F^2 - 1)(1 - \cos \vartheta) + \frac{2\alpha}{\pi} \epsilon_F \sqrt{\epsilon_F^2 - 1} \right\}} \phi(\chi(\epsilon_F, \vartheta)) \right]^{-1}. \tag{23}$$

Для численных расчетов времен релаксации  $\tau_n(\epsilon_F)$ ,  $n = 1, 2$  необходимо знать корреляционную функцию  $g(x)$ . При плотностях  $\rho \leq 10^7$  г/см<sup>3</sup> мы

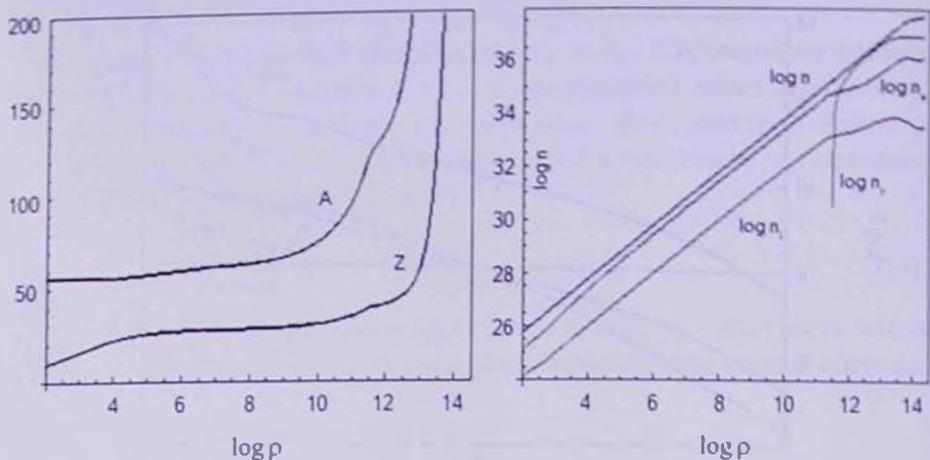


Рис.2. Зависимости заряда  $Z$  и массового числа  $A$  ионов, плотности барионов  $n$ , плотности свободных нейтронов  $n_n$ , плотности ионов  $n_i$  и электронов  $n_e$  от плотности вещества в коре НЗ.

использовали результаты работы [15] для функции  $g(x)$ . Кроме этого, для вычисления времен релаксации  $\tau_n$  необходимо знать плотность ионов  $n_i$ , энергию Ферми электронов  $\epsilon_F$ , а также заряд  $Z$  и массовое число  $A$  ионов в зависимости от плотности. Их можно получить из условия динамического равновесия плазмы по отношению к прямым и обратным  $\beta$ -переходам [16]. На рис.2 приведены графики зависимости заряда  $Z$  и массового числа  $A$  ионов, плотности барионов  $n$ , плотности свободных

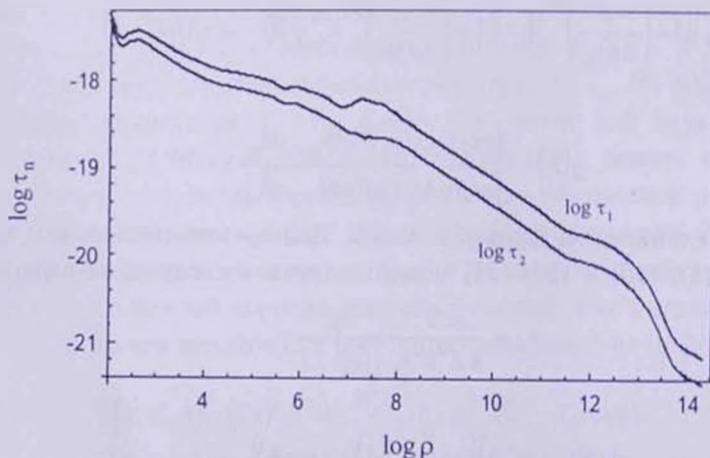


Рис.3. Зависимости времен релаксации  $\tau_n(\epsilon_F)$ ,  $n = 1, 2$  от плотности в коре нейтронной звезды.

нейтронов  $n_n$  от плотности вещества в коре НЗ. С помощью результатов, представленных на этих графиках, можно получить также значения плотности ионов  $n_i = (n - n_e)/A$  и электронов  $n_e = (n - n_i)Z/A$ . Графики зависимостей  $n_i$  и  $n_e$  от плотности в коре НЗ также показаны на рис.2. Далее, при плотностях  $\rho \geq 10^7$  г/см<sup>3</sup> мы использовали приближенную формулу для  $\tau_n(\epsilon_F)$ ,  $n = 1, 2$ , приведенную в работе [10]. Зависимости времен релаксации  $\tau_n(\epsilon_F)$ ,  $n = 1, 2$  от плотности в коре нейтронной звезды показаны на рис.3. Используя эти графики, теперь мы сможем вычислить кинетические коэффициенты плазмы коры нейтронной звезды, необходимые для изучения поглощения магнитозвуковых волн.

5. *Магнитозвуковые волны в коре НЗ и их поглощение.* Как было отмечено в работе [8], в "магнитных шапках" пульсара энергия, заключенная в намагниченных нейтрон-протонных вихревых кластерах, может преобразоваться в энергию магнитозвуковых волн, распространяющихся в коре нейтронной звезды. В работах [9,17,18] решена система уравнений скалярных МГД уравнений для поперечно-ограниченных волновых пучков. В этих работах вещество коры считалось изотропным. Однако известно, что в общем случае, при наличии магнитного поля уравнения МГД должны иметь тензорный вид. Скалярные уравнения МГД применимы, если выполняется условие  $\omega_c \tau_{1,2} \ll 1$ , где  $\omega_c = eH/mc$  - циклотронная частота электронов. Если умножить значения  $\tau_{1,2}$ , представленные на рис.3, на  $\omega_c$ , то можно увидеть, что скалярные уравнения МГД применимы при плотностях  $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup>. Как увидим далее, во внутренней части коры ( $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup>) поглощение магнитозвуковых волн обусловлено вязкостью плазмы, а во внешней части коры ( $\rho \leq 10^8$  г/см<sup>3</sup>) - электропроводностью плазмы. Так как анизотропию кинетических коэффициентов необходимо учесть только во внешней части коры, то можно считать коэффициент вязкости плазмы коры скалярной величиной во всей коре НЗ, а тензорный характер коэффициента теплопроводности будем учитывать во внешней части коры ( $\rho \leq 10^8$  г/см<sup>3</sup>).

Как показано в работе [17], из уравнений МГД можно получить уравнение для описания изменения магнитного поля в следующем виде:

$$\frac{d\vec{H}}{dt} - (\vec{H} \nabla) \vec{V} + \vec{H} (\nabla \vec{V}) = \hat{\nu}_m \Delta \vec{H}, \quad (24)$$

где тензор

$$\hat{\nu}_m = \frac{c^2}{4\pi} \hat{\sigma}^{-1} = \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \omega_c \tau_1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\omega_c \tau_1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (25)$$

называется тензором магнитной вязкости. В магнитозвуковой волне возмущенные значения физических величин, таких как напряженность

магнитного поля, плотность, давление и температура вещества, можно представить в виде

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + \bar{h}, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad p = p_0 + p', \quad T = T_0 + T', \quad (26)$$

где индексом "0" обозначены невозмущенные значения соответствующих величин, а  $\bar{h}$ ,  $\rho'$ ,  $p'$  и  $T'$  - их возмущения. Если направить ось  $Y$  по направлению магнитного поля в коре нейтронной звезды, ось  $X$  - по радиусу к центру звезды, то уравнения МГД имеют решения в виде суммы поперечных, противоположно распространяющихся волновых пучков, которые образуют стоячую волну в коре НЗ. В продольной магнитозвуковой волне возмущения физических величин можно выразить через скорость  $V_x$  вещества следующим образом:

$$V_y = V_z = 0, \quad h_x = h_z = 0, \quad h_y = \mp \frac{V_x}{c_n} H_0, \quad \rho' = \mp \frac{V_x}{c_n} \rho_0, \quad p' = c_s^2 \rho', \quad T' = (\gamma - 1) \frac{\rho'}{\rho} T, \quad (27)$$

где верхние знаки относятся к волне, распространяющейся по направлению  $x < 0$ , а нижние знаки - по направлению  $x > 0$ . Согласно (27), в продольной магнитозвуковой волне возмущение магнитного поля  $\bar{h}$  имеет только компоненту  $\bar{h}_y$ . Тогда уравнение (24) для возмущения  $\bar{h}_y$  магнитного поля примет вид:

$$\frac{d\bar{h}_y}{dt} - (\bar{h}_y \nabla) \bar{v} + \bar{h}_y (\nabla \bar{v}) = \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} \Delta \bar{h}_y, \quad (28)$$

т.е. оно имеет тот же вид, что и соответствующее скалярное уравнение. Из полученного результата следует, что в дальнейших вычислениях (например, поглощения магнитозвуковых волн) мы можем использовать значения коэффициента электропроводности  $\sigma_0$  в отсутствие магнитного поля. Кроме этого, не изменится и так называемое "эволюционное уравнение" для скорости вещества  $V_x \equiv u$ , которое имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau'_{1,2} \partial \tau_{1,2}} - \frac{1}{2} \dot{L} u_{1,2} - \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}} \frac{d \ln \Phi_{1,2}}{d \tau'_{1,2}} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau_{1,2}} \left( \Gamma u_{1,2} \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}} + D \frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}^2} \right). \quad (29)$$

В уравнении (29)  $\Gamma$  - коэффициент нелинейности среды,  $D$  - коэффициент диссипации, которые определяются по формулам

$$\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{c_s^2}{c_n^2} + \frac{3}{2} \frac{c_A^2}{c_n^2}, \quad (30)$$

$$D = - \frac{1}{2c_n} \left\{ \frac{4\eta}{3\rho} + \frac{c_A^2}{c_n^2} \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} + \frac{(\gamma - 1)^2 \alpha_0 T}{\rho c_n^2} \right\}, \quad (31)$$

где

$$c_n^2 = c_s^2 + c_A^2, \quad c_A^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}. \quad (32)$$

Оператор  $\hat{L}$  в уравнении (29) определен в работе [9], величины  $\tau'_{1,2}$  и  $\tau_{1,2}$ , входящие в уравнение (29), равны соответственно:

$$\tau'_{1,2} = \int_{\pm x}^l \frac{dx}{c_n(x)}, \quad \tau_{1,2} = \tau'_{1,2} - t, \quad (33)$$

а величина  $\Phi_{1,2}$  определяется как

$$\Phi_{1,2}^2 = \frac{\rho(0)c_n(0)}{\rho(\tau'_{1,2})c_n(\tau'_{1,2})}. \quad (34)$$

Как показано в работах [9,17,18], решение эволюционного уравнения можно искать в виде гауссовских пучков:

$$u_{1,2}(\tau_{1,2}, \tau'_{1,2}, r) = \frac{\Phi(\tau'_{1,2})b_{1,2}}{2f(\tau'_{1,2})} \exp \left\{ i\omega\tau_{1,2} + i \left[ \sigma(\tau'_{1,2}) + \frac{r^2}{2Q(\tau'_{1,2})} \right] - \right. \\ \left. - \frac{r^2}{2r_0^2 f^2(\tau'_{1,2})} + \omega^2 \int_0^{\tau'_{1,2}} \frac{D}{c_n} d\tau' \right\} + \text{к.с.}, \quad (35)$$

где  $f(\tau'_{1,2})$  описывает изменение радиуса пучка и  $f(\tau'_{1,2}) \approx 1$  [17], а дополнительная фаза  $\sigma(\tau'_{1,2}) + \frac{r^2}{2Q(\tau'_{1,2})}$  возникает из-за ограниченности пучка. Решения эволюционного уравнения  $u_{1,2}$  связаны между собой граничным условием на поверхности нейтронной звезды. Так как конец коры ( $x=0$ ) свободен, граничное условие на нем имеет вид  $p'=0$ . С учетом этого условия и уравнения (27), для функций  $u_{1,2}$  получим:

$$u_1(x=0) = u_2(x=0) \Rightarrow b_1 = b_2 = b. \quad (36)$$

В этом случае на внешней поверхности коры функции  $u_{1,2}$  имеют значение

$$u(r, t) = u_0(r) \cos \left\{ \frac{\omega t}{c_n \left( 1 - \frac{c_n^2}{\omega^2 r_0^2} \right)} - \omega t + \frac{\omega r^2}{2c_n R_0} + \sigma_0 \right\}, \quad (37a)$$

$$u_0(r) = 2b\Phi(l/c_n) \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2} - \omega^2 \int_0^l \mu dx \right\}, \quad (37b)$$

где величина

$$\mu = -\frac{D}{c_n^2} \quad (38)$$

определяет степень поглощения магнитозвуковых волн при их распространении в коре нейтронной звезды. Если обозначить  $I_0(\omega)$  начальное значение интенсивности волны частотой  $\omega$ , возбужденной на внутренней границе коры нейтронной звезды, а  $I(\omega)$  - интенсивность той же волны на внешней границе коры, и учитывать, что энергия волны пропорциональна

квадрату амплитуды, то из (37б) получим

$$\frac{I(\omega)}{I_0(\omega)} = \delta(\omega) = \exp(-2\omega^2 L), \quad (39)$$

где

$$L = 2 \int_0^1 \mu dx. \quad (40)$$

С учетом (38) и (31) величину  $\mu$  можно представить в виде

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3, \quad (41)$$

где

$$\mu_1 = \frac{2\eta}{3\rho c_n^2}, \quad \mu_2 = \frac{c_A^2}{c_n^2} \frac{c^2}{8\pi\sigma_0}, \quad \mu_3 = \frac{\varepsilon_0 T}{18\rho c_n^2} \left( \frac{x^2+2}{x^2+1} \right)^2. \quad (42)$$

Как видно из формул (42), коэффициенты  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и  $\mu_3$  содержат, соответственно коэффициенты вязкости плазмы коры  $\eta$ , электропроводности  $\sigma_0$  и теплопроводности  $\varepsilon_0$ . Следовательно,  $\mu_1$  описывает поглощение магнитозвуковых волн из-за вязкости плазмы,  $\mu_2$  - поглощение из-за электрического сопротивления и  $\mu_3$  - поглощение из-за теплопроводности плазмы. Для вычисления коэффициентов  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и  $\mu_3$  в коре нейтронной звезды необходимо знать зависимость кинетических коэффициентов плазмы коры  $\sigma_0$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\eta$  от плотности, а также скорости распространения алфвеновских волн  $c_A$  и магнитозвуковых волн  $c_n$  в коре. На рис.4 представлены графики зависимостей кинетических коэффициентов  $\sigma_0$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\eta$  от плотности вещества в коре НЗ. Вычисления проводились по формулам (14б), где мы приняли температуру в коре НЗ  $T = 10^5$  К и использовали значение плотности электронов из рис.2. Далее, для вычисления величин  $c_A$  и  $c_n$  необходимо

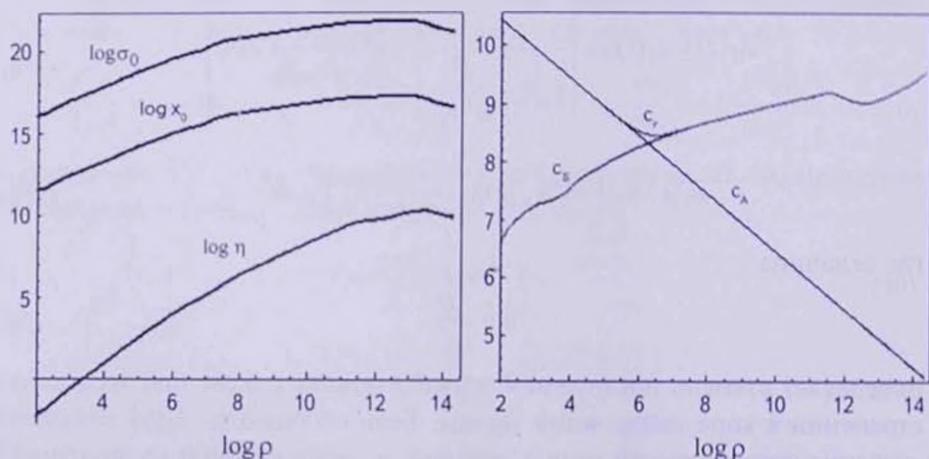


Рис.4. Зависимости кинетических коэффициентов  $\sigma_0$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\eta$ , скорости звука  $c_A$ , алфвеновских волн  $c_A$  и магнитозвуковых волн  $c_n$  от плотности вещества для уравнения состояния AU.

задать уравнение состояния вещества  $P = P(\rho)$ . Мы использовали два уравнения состояния: AU [19] и ModelA [20]. По первому из них при плотностях выше ядерной  $\rho_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> вещество состоит из адронов, а по второму из них выше некоторой плотности может возникать кварковое вещество. На рис.4 представлены также зависимости скорости звука  $c_s$ , алфвеновских волн  $c_A$  и магнитозвуковых волн  $c_m$  в единицах  $10^8$  см/с от плотности вещества для уравнения состояния AU (результаты вычислений этих величин для уравнения состояния ModelA аналогичны, поэтому здесь не приводятся). Как видно из графиков на рис.4, скорость магнитозвуковых волн  $c_m$  мало меняется в коре НЗ по сравнению с скоростями  $c_s$  и  $c_A$ . Поэтому при решении эволюционного уравнения (29) мы приняли  $c_m$  постоянной и равной  $c_m \approx 10^8$  см/с. Далее на рис.5 представлены зависимости коэффициентов  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и  $\mu_3$  от плотности для двух вышеуказанных уравнений состояния. Как видно из этих графиков, при плотностях  $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup> коэффициент  $\mu_1$  на несколько порядков больше  $\mu_2$  и  $\mu_3$ , следовательно, при плотностях  $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup> поглощение магнитозвуковых волн происходит в основном из-за вязкости плазмы коры НЗ. При плотностях  $\rho \leq 10^7$  г/см<sup>3</sup> коэффициент  $\mu_2$  на несколько порядков больше  $\mu_1$  и  $\mu_3$ , следовательно, при плотностях  $\rho \leq 10^7$  г/см<sup>3</sup> диссипация

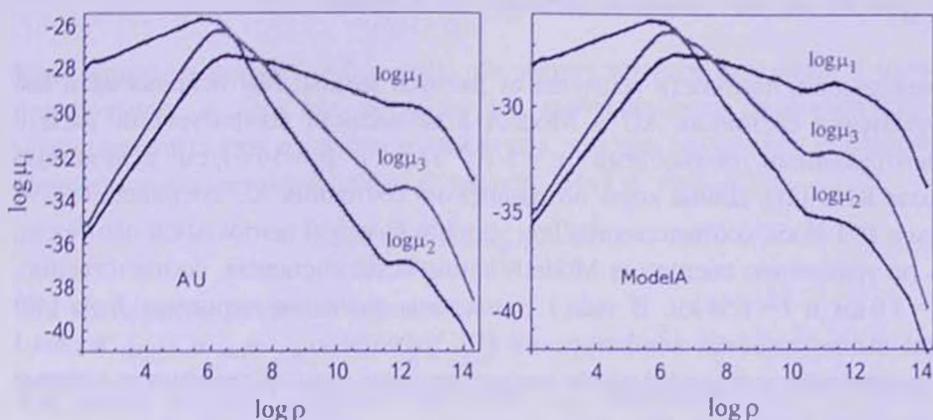


Рис.5 Зависимости коэффициентов  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и  $\mu_3$  от плотности для уравнений состояния AU и ModelA.

энергии волны происходит в основном из-за электрического сопротивления среды. Теплопроводность плазмы НЗ дает существенный вклад в поглощении магнитозвуковых волн в узком интервале плотностей  $10^7$  г/см<sup>3</sup>  $\leq \rho \leq 10^8$  г/см<sup>3</sup>. На рис.6 показаны также зависимости суммарного коэффициента  $\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3$  от плотности вещества в коре НЗ для двух уравнений состояния AU и ModelA. Графики показывают, что поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ происходит в основном во внешней части коры при плотностях  $\rho \leq 10^8$  г/см<sup>3</sup>, так как в этой области значение  $\mu$  на несколько порядков больше, чем в области  $\rho \geq 10^8$  г/см<sup>3</sup>. Это означает также, что

поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ в основном обусловлено электропроводностью вещества.

Так как нам уже известна зависимость коэффициента  $\mu$  от плотности вещества в коре НЗ, то можно вычислить величину  $L$  из (40), если дана

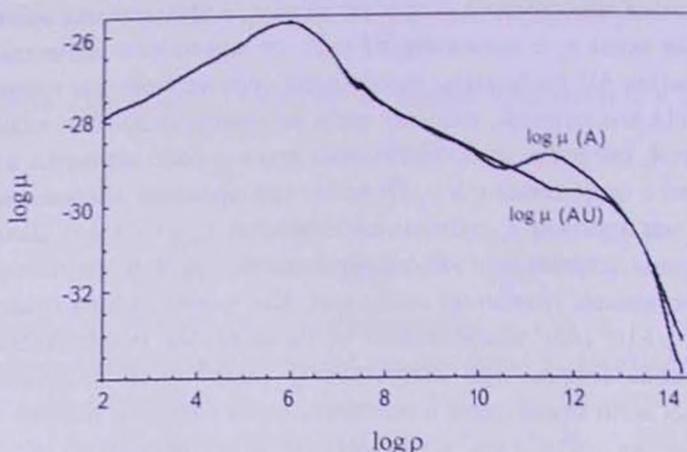


Рис.6. Зависимости суммарного коэффициента  $\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3$  от плотности вещества в коре НЗ для двух уравнений состояния AU и ModelA.

зависимость плотности вещества от радиуса звезды. Мы использовали два уравнения состояния AU и ModelA и вычислили конфигурации звезд с центральными плотностями  $\rho_c = 5 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> и  $\rho_c = 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> с помощью кода RNS [21]. Длина коры по уравнению состояния AU составила  $l = 6.91$  км и  $l = 1.46$  км, соответственно, при малой и большой центральной плотности, а по уравнению состояния ModelA длина коры составила, соответственно,  $l = 3.6$  км и  $l = 1.54$  км. В табл.1 приведены значения величины  $L$  из (40) для вышеуказанных конфигураций НЗ. Частоты  $\omega_{10}$ ,  $\omega_{100}$  и  $\omega_{1000}$  в табл.1 представляют те значения частот магнитозвуковых волн, интенсивность которых

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ  $L$  ИЗ (40) ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ НЗ И ЗНАЧЕНИЯ ЧАСТОТ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН, ИНТЕНСИВНОСТЬ КОТОРЫХ УМЕНЬШАЕТСЯ В 10, 100 И 1000 РАЗ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ КОРЫ НЗ

	1. AU $\rho_c = 5 \cdot 10^{14}$ г/см <sup>3</sup>	2. AU $\rho_c = 10^{15}$ г/см <sup>3</sup>	3. modelA $\rho_c = 5 \cdot 10^{14}$ г/см <sup>3</sup>	4. modelA $\rho_c = 10^{15}$ г/см <sup>3</sup>
$L$ , Гц <sup>-2</sup>	$2.793 \times 10^{-22}$	$1.016 \times 10^{-22}$	$3.68 \times 10^{-22}$	$4.035 \times 10^{-23}$
$\omega_{10}$ , Гц	$9.08 \times 10^{10}$	$1.506 \times 10^{11}$	$7.91 \times 10^{10}$	$2.389 \times 10^{11}$
$\omega_{100}$ , Гц	$1.284 \times 10^{11}$	$2.129 \times 10^{11}$	$1.119 \times 10^{11}$	$3.378 \times 10^{11}$
$\omega_{1000}$ , Гц	$1.573 \times 10^{11}$	$2.608 \times 10^{11}$	$1.37 \times 10^{11}$	$4.138 \times 10^{11}$

уменьшается соответственно, в 10, 100 и 1000 раз при прохождении коры НЗ. Из расчетов, представленных в табл.1 видно также, что кора НЗ прозрачна для магнитозвуковых волн с частотой  $\omega \leq 10^{11}$  Гц, при этом поглощение волн тем меньше, чем больше центральная плотность звезды. Отметим здесь, что при более низких температурах (например, при  $10^7$  К) в некоторой части коры плазма является кулоновским кристаллом, свойства которой могут отличаться от рассмотренных нами выше свойств [22,23].

6. *Спектр радиоизлучения пульсаров.* Полученная нами формула (39) для спектра радиоизлучения пульсаров хорошо согласуется с наблюдениями. Действительно, из наблюдений известно, что конец частотного спектра при  $10^9 \text{ Гц} \leq \omega \leq 10^{11} \text{ Гц}$  у некоторых радиопульсаров хорошо описывается формулой [24]

$$J_0(\omega) = b \cdot \omega^{-n}, \quad (43)$$

где  $n$  - спектральный индекс и для разных радиопульсаров лежит в области  $1.3 \leq n \leq 2$ . Можно принять среднее значение  $n$  равное 1.6. Полученная нами зависимость (39) интенсивности радиоизлучения от частоты  $\omega$  можно написать в виде:

$$I(\omega) = \alpha \cdot e^{-\lambda \omega^2}. \quad (44)$$

Как видно из формул (43) и (44), обе интенсивности стремятся к нулю при больших  $\omega$ . Эти две формулы для интенсивности радиоизлучения можно сравнить друг с другом, если считать, что при больших  $\omega$  совпадают логарифмические производные функций  $J_0(\omega)$  и  $I(\omega)$ , т.е.

$$\frac{1}{J_0(\omega)} \frac{dJ_0(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{I(\omega)} \frac{dI(\omega)}{d\omega}. \quad (45)$$

Это требование приводит к равенству

$$n = 2\lambda\omega^2. \quad (46)$$

Как видно из табл.1, среднее значение  $\lambda_{\text{ср}}$  равняется  $2 \cdot 10^{-22} \text{ с}^2$ . Тогда, подставляя в формулу (46)  $n_{\text{ср}} = 1.6$  и  $\lambda_{\text{ср}} = 2 \cdot 10^{-22} \text{ с}^2$ , можно получить предельное значение частоты  $\omega_{\text{пр}}$  радиоизлучения

$$\omega_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{n_{\text{ср}}}{2\lambda_{\text{ср}}}} = 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}, \quad (47)$$

что хорошо согласуется с наблюдениями [24].

7. *Некоторые характеристики радиоизлучения пульсаров.* Энергия для возбуждения стоячей магнитозвуковой волны выделяется в безвихревой зоне из-за "схлопывания" вихревых нитей. Процесс выделения энергии происходит из-за диффузии магнитного поля, когда ее значение на границе безвихревой зоны достигает значения второго критического поля протонного сверхпроводника  $H_{c2}$ . Характерные время и длина диффузии

магнитного поля оцениваются из уравнения

$$\Delta \bar{B} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (48)$$

где  $\sigma$  - проводимость нормальной плазмы в безвихревой зоне. Отсюда имеем:

$$\tau \equiv \frac{4\pi\sigma}{c^2} d^2, \quad (49)$$

где  $\tau$  и  $d$  - характерные время и длина диффузии магнитного поля. Время  $\tau$  совпадает с временем излучения "группы импульсов", а  $d$  есть толщина кругообразного диска, где сконцентрировано магнитное поле перед диффузией.

Если полная интенсивность радионизлучения пульсара порядка  $I=10^{30}$  эрг/с, то энергия, которая излучается за время активности пульсара  $\tau$  будет  $\Delta\varepsilon = I\tau$ . Эта энергия сконцентрирована на границе безвихревой зоны в объеме в виде диска толщиной  $d$ , поперечное сечение которой имеет радиус  $r$ . Значение энергии  $\Delta\varepsilon$  можно найти из формулы

$$\Delta\varepsilon = \frac{(H_{c2}/2)^2}{8\pi} \pi r^2 d, \quad (50)$$

Здесь  $\pi r^2 d$  - объем диска. Согласно определению  $\Delta\varepsilon$ , а также формулам (49) и (50), можно найти значение величины  $\tau$ :

$$\tau = \frac{\Delta\varepsilon}{I} = \left( \frac{rH_{c2}}{5.5} \right)^4 \frac{c^2}{4\pi\sigma I^2}. \quad (51)$$

Если считать, что  $H_{c2} = 10^{11}$  Гс и  $\sigma = 10^{30}$  с<sup>-1</sup>, то согласно (51) имеем:

$$\tau = \frac{\Delta\varepsilon}{I} = 10^3 \text{ с}. \quad (52)$$

Отсюда сразу получаем, что полная энергия излучения "группы импульсов" во время активности пульсара порядка  $\Delta\varepsilon = 10^{33}$  эрг. Используя формулу (49), легко оценить также величину  $d = 3 \cdot 10^{-4}$  см, которая как раз порядка размеров ствола нейтронного вихря, где фактически сконцентрированы протонные вихри, т.е. магнитное поле.

После излучения "группы импульсов" пульсар "замирает", так как необходимо время, чтобы поле на границе безвихревой зоны снова достигло значения  $H_{c2}$ . Это происходит из-за движения нейтронных вихрей к границе безвихревой зоны. Нейтронные вихри, достигнув границы, аннигилируются, оставляя там протонные вихри, которые увеличивают значение магнитного поля, доводя его до значения  $H_{c2}$ . Для этого необходимо требовать, чтобы энергия магнитного поля, находящаяся в протонных вихрях, равнялась бы значению диффузионной энергии магнитного поля, т.е.  $\Delta\varepsilon$ . Следовательно, можно писать

$$\frac{H_{c2}^2}{8\pi} \pi r^2 v t = \Delta \varepsilon, \quad (53)$$

где  $v = |\Omega/\Omega| R$  - скорость движения нейтронных вихрей и  $t$  - время накопления энергии  $\Delta \varepsilon$  на границе вихревой зоны. Из формулы (53) легко получить:

$$\frac{t}{\tau} = \frac{8 \cdot 10^9 t}{(H_{c2} r)^2 |\Omega/\Omega|_{-15} R_6} = \frac{80}{|\Omega/\Omega|_{-15} R_6}. \quad (54)$$

Здесь  $R_6$  - радиус ядра нейтронной звезды в единицах  $10^6$  см. Как видно из (54) "время замирания"  $t$  по сравнению с временем излучения "группы импульсов"  $\tau$  может меняться в довольно широком интервале. Так как  $10^{-2} \leq |\Omega/\Omega|_{-15} \leq 10^2$ , следовательно,  $t/\tau$  может меняться от порядка единицы до значения  $8 \cdot 10^3$ . Примечательно, что при уменьшении  $|\Omega|$ , т.е. при увеличении возраста пульсара, "время замирания" увеличивается. Отсюда следует, что радиопульсары "умирают" путем увеличения "времени замирания". Количественно такое поведение наблюдается в эволюционной картине пульсаров.

Ереванский государственный университет, Армения,  
 e-mail: dsedrak@ysu.am mhayrapetyan@ysu.am

## ABSORPTION OF MAGNETOSONIC WAVES IN THE CRUST OF A NEUTRON STAR. PULSARS' RADIO EMISSION

D.M.SEDRAKIAN, A.S.HARUTUNYAN, M.V.HAYRAPETYAN

The kinetic equation for the plasma in neutron star crust is solved in the relaxation time approximation. The values of the kinetic coefficients of the plasma are obtained in the range of the density  $10^2$ - $10^{14}$  g/cm<sup>3</sup>. The propagation of magnetosonic waves in the crust of a neutron star is considered taking into account the various mechanisms of dissipation of wave energy. It is shown that the crust of a neutron star is transparent for the magnetosonic waves with frequencies  $\omega \leq 10^{11}$  Hz and the wave absorption decreases with increasing of the central density of the star. A mechanism of pulsar radio emission is proposed where the source is located on the surface of the star and has a size equal to the size of the magnetosonic wave-beam cross section. Some of the features of the radio emission is explained - the spectral index and pulsars' cutoffs.

Key words: *neutron stars: pulsars: radio emission*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Goldreich, W.H.Julian, Astrophys. J., 157, 869, 1969.*
2. *P.A.Sturrok, Astrophys. J., 164, 529, 1971.*
3. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland, Astrophys. J., 196, 51, 1975.*
4. *В.С.Бескин, УФН, 169, 1196, 1999.*
5. *D.M.Melrose, Young Neutron Stars and Their Enviroments. IAU Symposium, eds. F.Camilio, В.М.Gaensler, 218, 2004, astro-ph/0308471.*
6. *Д.М.Седракян, Астрофизика, 30, 547, 1989.*
7. *Д.М.Седракян, А.Д.Седракян, ж. Экспер. Теор. Физ., 100, 353, 1991.*
8. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 55, 421, 2012.*
9. *А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, Астрофизика, 45, 63, 2002.*
10. *Д.М.Седракян, А.К.Аветисян, Астрофизика, 26, 489, 1987.*
11. *Дж.Зейман, Электроны и фононы, М., Изд. Иностран. Лит. 1962.*
12. *I.Easson, C.J.Pethick, Astrophys. J., 227, 995, 1979.*
13. *J.Sykes, G.A.Brooker, Ann. Phys., 56, 1, 1970.*
14. *Д.Г.Яковлев, В.А.Урнин, Астрон. ж., 57, 526, 1980.*
15. *V.Canuto, Astrophys. J., 159, 641, 1970.*
16. *Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, Ереван, 1998.*
17. *Д.М.Седракян, А.С.Арутюнян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 56, 251, 2014.*
18. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Hayrapetyan, Journal of Physics: Conference series, 496, 012017, 2014.*
19. *R.V.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrocini, Phys. Rev. C, 38, 1010, 1988.*
20. *N.Ippolito, M.Ruggieri, D.Rischke, A.Sedrakian, F.Weber, Phys. Rev. D, 77, 023004, 2008.*
21. [www.gravity.phys.uwm.edu/Code/rns](http://www.gravity.phys.uwm.edu/Code/rns)
22. *P.Haensel, A.Y.Potekhin, D.G.Yakovlev, Neutron stars 1: Equation of state and structure, New York, Springer, 2007.*
23. *D.A.Vaiko, Journal of Physics: Conference series, 496, 012010, 2014.*
24. *Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары. М., Мир, 1980.*