АСТРОФИЗИКА

ТОМ 50 НОЯБРЬ, 2007 ВЫПУСК 4

ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ В МАГНИТОУПРУГОЙ КОРЕ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН[1], А.Г.БАГДОЕВ[2], М.В.АЙРАПЕТЯН[1]

Поступила 16 апреля 2007

Рассматривается распространение осесимметричных магнитоупругих волн вблизи экваториальной плоскости коры нейтронной звезды, находящейся в поперечном магнитном поле. Кора рассматривается как твердотельная плазма и волны в ней возбуждаются в форме поперечного магнитного поля, приложенного к внутренней границе коры звезды. Учитывая малость отношения возмущенного магнитного поля к невозмущенному, в линейном приближении решается эволюционное уравнение. Полученное простое точное решение в форме линейных гауссовских пучков имеет место без дополнительных условий на диссипацию, дисперсию и узость пучков, если только скорость этих волн c_t слабо зависит от координат. Последнее требование выполняется для плазмы в коре нейтронной звезды. При распространении до поверхности звезды радиус пучка остается неизменным. Определены также электрические токи, возбуждаемые волновым пучком на поверхности звезды.

Ключевые слова: *(звезды): пульсары: магнитное поле*

1. *Введение.* В работе [1] изучены линейные волны в плазме коры нейтронной звезды в предположении, что фронт волны - бесконечная плоскость. В работе [2] приведены нелинейные уравнения движения для термоупругой среды. Из этих уравнений в [3] выведены общие трехмерные эволюционные уравнения для неоднородной вязкотермомагнитоупругой среды в случае произвольной формы волны. В [4-8] показано, что в случае двух нелинейных квазимонохроматических волн, после усреднения по периоду, можно получить независимые эволюционные уравнения для каждой из них, причем в [8] дано приложение этих уравнений к слою нелинейной вязкой упругой среды с свободным правым краем. В [9-10] рассматривалось распространение поперечно-ограниченных радиальных магнитогидродинамических волн вблизи экваториальной плоскости коры нейтронной звезды, находящейся в поперечном магнитном поле. В [11, 12] показано, что существуют предпосылки для возбуждения на внутренней границе коры нейтронной звезды аксиально-несимметричных магнитных полей. В [13], в отличие от [9,10], где выводились и решались нелинейные эволюционные уравнения для двух пучков в слое плазмы, показывается, что для типичных условий, имеющих место при радиоизлучении пульсаров, достаточно пользоваться линейными эволюционными уравнениями. Это позволяет получить точное решение в форме гауссовских пучков для

обеих волн без дополнительных условий на диссипацию, дисперсию и узость пучков. Полученные решения верны для плазмы, неоднородной по плотности и однородной по скорости распространяющейся в ней волны.

В настоящей статье дается применение этого решения на более реальный случай термомагнитоупругой среды, чем является кора нейтронной звезды.

2. *Эволюционные уравнения и их линеаризация*. Рассмотрим распространение квазимонохроматических волн модуляции в магнитоупругой вязкой теплопроводящей среде, представляющей обобщение магнитогидродинамической среды [1] с учетом сдвиговых напряжений и термических эффектов [2,3]. Среда занимает слой $0 \leq x \leq l$ в перпендикулярном магнитном поле ($H_x = H_z = 0$, $H_y = H_0$), где ось x направлена по нормали к невозмущенной плоской волне в противоположном к движению волны направлении, ось y - поперечная координата в основной плоскости движения, ось z направлена нормально к плоскости (x, y).

Уравнения движения магнитоупругой среды с учетом обычной и магнитной вязкости и термических эффектов приведены в [3]. Там же к ним добавлены уравнения электромагнитной индукции, связывающие компоненты возмущенного магнитного поля с упругими перемещениями. Их решения в форме двух волн, распространяющихся в слое навстречу друг другу, можно, как показано в [3-8], искать в виде:

$$u = u_1(\tau_1, y, z, t) + u_2(\tau_2, y, z, t), \tag{1}$$

где в качестве u выберем V_x - продольная к волне скорость частицы, которая с возмущенной компонентой магнитного поля h_y для каждой из волн связана соотношением [3,9]

$$h_y = \mp \frac{H_y}{c_n} V_x , \tag{2}$$

где верхний знак соответствует волне 1, а нижний - волне 2, $\tau_{1,2}$ - эйконалы невозмущенных, следующих слева и справа, волн в неоднородной среде

$$\tau_{1,2} = \tau'_{1,2} - t, \quad \tau'_{1,2} = \int_{\pm x}^{l} \frac{dx}{c_n}, \tag{3}$$

а для случая постоянной скорости волн c_n,

$$\tau'_{1,2} = \frac{l \mp x}{c_n}. \tag{4}$$

Для скорости квазипродольных волн в рассматриваемом случае имеет место [3]:

$$c_n^2 = V^2 + c_A^2 , \quad c_A^2 = \frac{H_y^2}{4\pi\rho_0} , \quad V^2 = c_s^2 + \frac{\gamma_0^2 T}{\rho_0^2 c_0} , \tag{5}$$

где c_s - скорость продольных упругих волн, ρ_0 и T_0 - невозмущенная плотность и температура среды, γ_0 - линейный термоупругий коэффициент [2,3] и c_0 - теплоемкость среды.

Следует отметить, что в отличие от плазмы [9, 10] в магнитоупругой среде имеется также поперечная волна, которая в поперечном поле имеет скорость c_n', однако, поскольку на поверхности звезды, т.е. при $x=0$ имеется только продольное возмущение, можно в основных порядках пренебречь влиянием весьма малых поперечных возмущений на распространяющейся волне и снова, как и в [9,10], рассматривать только квазипродольную волну (5). Для дифракционных задач о стационарных пучках в квазимонохроматических волнах можно показать, что уравнения для $u_{1,2}$ разделяются и имеют вид [3,6]:

$$\frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial\tau_{1,2}'\partial\tau_{1,2}}-\frac{1}{2}\hat{L}u_{1,2}-\frac{\partial u_{1,2}}{\partial\tau_{1,2}}\cdot\frac{d\ln\Phi}{d\tau_{1,2}'}=$$
$$=-\frac{1}{c_n}\frac{\partial}{\partial\tau_{1,2}}\left(\Gamma u_{1,2}\frac{\partial u_{1,2}}{\partial\tau_{1,2}}+D\frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial\tau_{1,2}^2}+E\frac{\partial^3 u_{1,2}}{\partial\tau_{1,2}^3}\right), \tag{6}$$

где поперечный оператор $\hat{L}$ для случая магнитного поля с отличной от нуля компонентой H_y, имеет вид:

$$\hat{L}=c_n\left(\frac{\partial^2\alpha}{\partial\beta^2}\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\alpha}{\partial\gamma^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right), \tag{7}$$

где для нахождения коэффициентов перед производными следует использовать дисперсионное соотношение согласно (5), в котором

$$\bar{c}_n^2=\frac{1}{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}, \tag{8}$$

причем при вычислениях можно считать, что ось x близка к нормали волны, поэтому $\beta\approx 0$, $\gamma\approx 0$ [3]. В выражении (7) для оператора $\hat{L}$ коэффициенты $\partial^2\alpha/\partial\beta^2$ и $\partial^2\alpha/\partial\gamma^2$ найдутся из уравнения

$$\bar{c}_n^2-V^2=\frac{\dfrac{H_t^2}{4\pi\rho_0}\left(\bar{c}_n^2-b^2\right)}{\bar{c}_n^2-b^2-\dfrac{H_n^2}{4\pi\rho_0}} \tag{9}$$

или

$$\left(\bar{c}_n^2-V^2\right)\left(\bar{c}_n^2-b^2-c_A^2\beta^2c_n^2\right)=c_A^2\left(\bar{c}_n^2-b^2\right)\left(1-\beta^2c_n^2\right), \tag{10}$$

где нормальная и тангенциальная компоненты магнитного поля к волне равны

$$H_n^2=H_0^2\beta^2c_n^2,\quad H_t^2\approx H_y^2=H_0^2\left(1-c_n^2\beta^2\right), \tag{11}$$

H_0 - невозмущенное магнитное поле, а $b^2=\mu/\rho_0$. Из (8) и (10), с учетом

(5), для малых β и γ получится:

$$\frac{\partial^2\alpha}{\partial\beta^2}=-c_n\left(1-\frac{c_A^2}{c_n^2}\frac{V^2-b^2}{c_n^2-b^2}\right),\quad \frac{\partial^2\alpha}{\partial\gamma^2}=-c_n\,. \tag{12}$$

В уравнении (6) Γ, D, E - коэффициенты нелинейности, диссипации и дисперсии, которые для термомагнитоупругих волн даны в [3], причем при $H_x=H_z=0$, можно написать:

$$\Gamma=\frac{1}{c_n^2}\left[\frac{3}{2}c_A^2-\frac{1}{\rho_0}\left(A+3B+C+\frac{3}{2}\lambda_0+3\mu\right)+\frac{\chi\gamma_0 c_n^2}{2\rho_0}-\frac{\xi_0' c_n}{2}\right],$$

$$D=-\frac{1}{2c_n^3}\left[c_n^2\frac{\lambda^{(1)}+2\lambda^{(2)}}{\rho_0}+c_A^2\xi_0-k_1\frac{\gamma_0^2 T}{\rho_0^2 c_0^2}\right], \tag{13}$$

$$E=\frac{\gamma_0^2 T}{2\rho_0^3 c_0^2}\cdot\frac{k_1\tau_0}{c_n^3},$$

где

$$\chi=-\frac{T}{c_0 c_n^2}\left(2\gamma_0-\nu_1+\frac{2\nu_3 T\gamma_0}{c_0}+\frac{\gamma_0^2}{c_0}\right),$$

$$\xi_0'=\frac{2c_n}{\rho_0}\left(\frac{\gamma_0-\nu_1}{c_n^2}\cdot\frac{\gamma_0 T}{c_0}+\nu_3\frac{\gamma_0^2 T^2}{c_0^2 c_n^2}\right).$$

Здесь $\nu_{1,3}$ - нелинейные термические коэффициенты, k_1 - коэффициент теплопроводности, $\xi_0=c^2/4\pi\sigma$, где c - скорость света, σ - электропроводность. Наконец λ_0, μ - линейные, а A, B и C - нелинейные коэффициенты упругости среды. Значения этих коэффициентов для коры нейтронной звезды можно определить, используя формулы работ [2,14]. В частности, заметим, что термическое слагаемое, входящее в определение скорости V, можно легко оценить и показать, что для условий коры нейтронной звезды оно мало по сравнению с c_s, и следовательно, $V\approx c_s$. Действительно, так как $\gamma_0=0.006\rho_0 c_s^2/T$, то отношение термического члена, входящего в выражение для V^2 (5), к c_s^2 имеет вид:

$$\frac{\gamma_0^2 T}{\rho_0^2 c_0 c_s^2}\approx 10^{-12}\frac{c_s^2}{T}.$$

Если учесть, что в коре нейтронной звезды $c_s\approx 10^8$ см/с, а минимальная температура порядка $T\approx 10^6$ K, то это отношение всегда меньше 0.01, т.е. термический член в V^2 намного меньше c_s^2.

Функция Φ - лучевое решение, входящее в формулу (6), в случае неоднородной термомагнитоупругой среды найдена в [3]. Термический вклад в определение функции Φ для условий коры нейтронной звезды мал, следовательно, при пренебрежении этого вклада функция Φ становится лучевым решением для магнитоупругой среды, что совпадает с определением Φ для магнитной газодинамики и имеет вид [9,10]:

$$\Phi^2 = \frac{\rho(0)c_n(0)}{\rho(\tau'_{1,2})c_n(\tau'_{1,2})}. \tag{14}$$

В конце заметим, что можно упростить выражения для оператора $\hat{L}$, считая, что в основной части коры нейтронной звезды $\frac{c_A^2 c_s^2 - b^2}{c_n^2 c_n^2 - b^2} \ll 1$. Тогда оператор $\hat{L}$ становится осесимметричным и принимает простой вид:

$$\hat{L} = -c_n^2\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right), \tag{15}$$

где r - радиальная координата в плоскости $(y,\ z)$, т.е. такой же как в работе [13].

Обозначая $\tau_{1,2}$ через τ, $\tau'_{1,2}$ через τ' и, отсчитывая τ' от левого конца среды $\tau' = 0$, можно получить:

$$\tau' = \int_0^x \frac{dx}{c_n},$$

где для правого конца среды можно положить $x = l$. С помощью этих обозначений уравнение (6) примет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial\tau'\partial\tau} - \frac{1}{2}c_n^2\left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r}\right) - \frac{\partial u}{\partial r}\cdot\frac{d\ln\Phi}{d\tau'} =$$
$$= -\frac{1}{c_n}\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\Gamma u\frac{\partial u}{\partial\tau} + D\frac{\partial^2 u}{\partial\tau^2} + E\frac{\partial^3 u}{\partial\tau^3}\right). \tag{16}$$

Следует отметить, что Φ есть функция от τ', но так как c_n есть почти постоянная в коре нейтронной звезды [1], то $\Phi = \Phi(x/c_n)$. В случае квазимонохроматических волн решение уравнения (16) можно искать в виде:

$$u = \frac{1}{2}u_1(\tau', r)e^{i\theta - \nu'\tau'\omega^2} + \frac{1}{2}u_2(\tau', r)e^{2i\theta - 2\nu'\tau'\omega^2} + \text{К.с.}, \tag{17}$$

где

$$\theta = \omega\tau - \omega'\tau', \quad \tau = t - x/c_n.$$

Подставляя (17) в (16) и приравнивая слагаемые при первой и второй гармониках, можно получить уравнения модуляции:

$$i\omega\frac{\partial u_1}{\partial\tau'} + \frac{1}{2}c_n^2\left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial r^2} + \frac{1}{2}\frac{\partial u_1}{\partial r}\right) - i\omega u_1\frac{d\ln\Phi}{d\tau'} = \frac{\Gamma\omega^2}{2c_n}u_1^* u_2, \tag{18}$$

$$\omega(4\nu' i - 12\omega')u_2 + 2i\omega\frac{\partial u_2}{\partial\tau'} + \frac{1}{2}c_n^2\left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_2}{\partial r}\right) - 2i\omega u_2\frac{d\ln\Phi}{d\tau'} = \frac{\Gamma\omega^2}{c_n}u_1^2, \tag{19}$$

где звездочка обозначает комплексно-сопряженное значение, а

$$\omega' = -\frac{1}{c_n} E\omega^3, \quad \nu' = -\frac{1}{c_n} D. \tag{20}$$

Нахождение аналитических решений для системы уравнений (18) и (19) в общем случае сталкивается с определенными трудностями. Однако, как покажем ниже, параметр возмущения $b_1 \Phi / c_n \sim h_y / H_y$, $u_1 = b_1 \Phi$ весьма мал для интересующего нас диапазона частот, и тогда для нахождения аналитических решений можно пользоваться линейными уравнениями для возмущений без ограничения на Γ, D, E и узость пучков. Действительно, из уравнений (18) и (19) следует, что при условии

$$\frac{u_2}{u_1} \approx \frac{b_1 \Phi l}{c_n^2} \omega\Gamma << 1 \tag{21}$$

можно пренебречь правой частью уравнения (18), так как при заданном на входе в среду ($\tau' = 0$) граничном условии в виде первой гармоники можно считать $u_2 = 0$, и тогда достаточно решить уравнение (18), которое можно записать в следующем виде:

$$i\omega \frac{\partial U}{\partial \tau'} + \frac{1}{2} c_n^2 \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right) = 0. \tag{22}$$

Решение линейного уравнения (22) U определяет искомую функцию u_1 из соотношения $u_1 = \Phi U$. Интересно отметить, что хотя кора нейтронной звезды сильно неоднородна, и так как c_n слабо зависит от координат, появляется возможность свести исходную задачу к решению уравнения (22) для однородной среды.

Прежде чем перейти к решению уравнения (22), покажем, что условие (21) выполняется для вещества коры пульсара.

3. *Оценки возмущения магнитного поля на поверхности звезды.* В работе [1] была предложена модель излучения пульсаров, согласно которой, если возбудить постоянное магнитное поле H_y пульсаров в коре нейтронной звезды, то в нем устанавливаются магнитогидродинамические волны, которые могут распространить возмущение магнитного поля на границе ядра и коры нейтронной звезды до поверхности звезды. Было показано также, что поглощение этих волн для диапазона радиочастот ($\omega < 10^{10}$ Гц) очень мало. Тогда, согласно [9,10], на поверхности звезды у экваториальной плоскости возбуждаются поверхностные токи (см. также формулу (32)), которые могут стать источником радиоизлучения пульсаров. Если предположить, что излучающая поверхность звезды (источник излучения) представляет из себя круговую поверхность радиусом r_0 и толщиной λ, равной длине волны излучения, то легко оценить интенсивность радиоизлучения пульсаров. Заметим, что объем порядка λ^3

будет излучать когерентно, а число таких объемов в источнике излучения будет порядка $N \sim (r_0/\lambda)^2$. Следовательно, согласно формуле дипольного излучения, интенсивность радиоизлучения на длине волны λ будет порядка:

$$I \sim \frac{2}{3c^3}\left|\dot{j}\,\lambda^3\right|(r_0/\lambda)^2 . \tag{23}$$

Здесь было учтено, что вторая производная по времени дипольного момента когерентного объема λ^3 порядка $\dot{j}\,\lambda^3$. Выражение для $\dot{j}$ можно найти из формулы (32). Окончательно для оценки порядка интенсивности излучения можно получить следующую формулу:

$$I \sim 8\pi c\left(\frac{cH_y}{c_n^2}\right)^2 \left|b_1\,\Phi(l/c_n)\right|^2 R_0^2 . \tag{24}$$

Эта формула даст нам возможность оценить максимальное значение возмущения скорости плазмы $b_1\,\Phi(l/c_n)$ на поверхности звезды. Действительно, требуя, чтобы I было порядка 10^{30} эрг/с, окончательно получим:

$$b_1\,\Phi(l/c_n) \approx 3 \cdot 10^{-8}\, c_n . \tag{25}$$

Как видно из этой формулы, возмущение скорости частиц $b_1\,\Phi(l/c_n)$ на много порядков меньше скорости волны c_n. Как показано выше, для применения линейного решения необходимо выполнение условия (21). Если учесть (25), то, согласно (21), можно определить диапазон частот, для которых условие (21) хорошо выполняется. Простая оценка дает:

$$\omega << \frac{c_n}{\Gamma\, l}\,\frac{c_n}{b_1\,\Phi(l/c_n)} \sim 10^{13}\ \text{Гц} . \tag{26}$$

Как видно из оценки (26), для диапазона частот $\omega \le 10^{10}$ Гц, в котором в основном излучают пульсары, условие (21) хорошо выполняется. Следовательно, линейное уравнение (22) хорошо описывает распространение волн в коре нейтронной звезды. Отметим также, что если условие (26) выполняется на $x=l$, то оно выполняется при любых x, так как минимальное значение $\Phi(l/c_n)$ равняется единице.

4. *Решение эволюционного уравнения*. Решение уравнения (22) можно искать в виде гауссовских пучков:

$$U = Ae^{i\varphi}, \quad \varphi = \sigma(\tau') + \frac{r^2}{2R(\tau')}, \quad A = \frac{b_1}{f(\tau')}e^{-r^2/2r_0^2 f^2(\tau')}, \tag{27}$$

где b_1 есть значение A на оси $r=0$ при $\tau' = 0$, т.е. r_0 есть начальный радиус пучка, и для безразмерной ширины пучка принято $f(0) = 1$. $\frac{\omega}{c_n}R(\tau')$ есть радиус кривизны волнового фронта. После подстановки (27) в (22) и приравнивания членов с r^0 и r^2, а также действительных и мнимых частей, можно получить точные уравнения для определения функций σ, f, R:

$$\omega\frac{d\sigma}{d\tau'}=-\frac{c_n^2}{2r_0^2}\frac{1}{f^2}\,,\qquad \frac{\omega}{f}\frac{df}{d\tau'}=\frac{c_n^2}{R}\,,$$

$$\frac{d^2 f}{d\tau'^2}=\frac{\xi}{f^3}\,,\qquad \xi=\frac{c_n^4}{\omega^2 r_0^4}\,. \tag{28}$$

Граничные условия для системы уравнений (28) будут:

$$\sigma(0)=\sigma_0\,,\quad f(0)=1\,,\quad R=R_0\,,\quad \frac{df(0)}{d\tau'}=F\,,\quad F=\frac{c_n^2}{\omega R_0}\,, \tag{29}$$

где $\frac{\omega}{c_n}R_0$ есть радиус кривизны фронта волны при $\tau'=0$ (т.е. формы поверхности между ядром и корой нейтронной звезды). Решение уравнений (28) с учетом, что $c_n=\mathrm{const}$, с граничным условием (29) имеет вид:

$$f^2(\tau')=\frac{\xi}{\xi+F^2}+\left(\xi+F^2\right)\left(\tau'+\frac{F}{\xi+F^2}\right)^2. \tag{30}$$

Для расчета значения $f^2(l/c_n)$, т.е. на поверхности звезды, можно использовать формулу

$$f^2\left(\frac{l}{c_n}\right)=\left(1+\frac{l}{R}\right)^2+\left(\frac{lc_n}{\omega r_0^2}\right)^2, \tag{31}$$

которую легко получить из (30). Для оценки $f(l/c_n)$ мы можем использовать данные простых моделей нейтронных звезд, для которых $l/R\sim 0.1$ и $r_0\sim 10^4$ см. Тогда для диапазона частот $\omega>10^7$ Гц последнее слагаемое формулы (31) всегда меньше единицы, что означает $f(\tau')\approx 1$, т.е. поперечные размеры волнового пучка постоянны в коре нейтронной звезды.

Для случая двух пучков, имеющего место в коре нейтронной звезды, решение получается из решения для одного пучка суперпозицией прямой и обратной волн с учетом граничного условия $h_y=0$ на правом конце слоя $x=0$, $\tau'=l/c_n$. В силу (3) для линейной задачи, в основном порядке $\frac{\partial h_y}{\partial\tau}=-H_0\frac{\partial V_x}{\partial x}$, следует $\left.\frac{\partial V_x}{\partial x}\right|_{x=0}=0$ [9,10]. С другой стороны, при $x=0$ для модулей скорости среды V_x и плотности тока $j_z=\mathrm{Re}J_z$, $j_z=-(c/4\pi)\times\times\left(\partial h_y/\partial x\right)$ получим следующие окончательные выражения ($u=V_x$):

$$|u|=\frac{2b_1\,\Phi(l/c_n)}{f(l/c_n)}e^{\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(l/c_n)}-\nu\frac{l}{c_n}\omega^2}\,,$$

$$|J_z|=\frac{c}{4\pi}\frac{\omega H_y}{c_n^2}|u|\,. \tag{32}$$

Как видно из (32), полученные выражения для $|u|$ и $|J_z|$ зависят от значения амплитуды b_1 возбуждения скорости магнитоупругой среды, следовательно, и от возбужденного магнитного поля на внутренней границе коры нейтронной звезды. Оценку величины b_1 мы привели в разделе 3 предполагая, что источником радиоизлучения пульсара являются поверхностные токи, возбуждаемые магнитоупругими волнами, в ограниченном радиусом r_0 участке поверхности звезды. Для оценки мы также предположили, что полное радиоизлучение этого участка порядка 10^{30} эрг/с, что характерно для пульсаров.

5. *Заключение*. В этой статье мы обобщили результаты работ [1,9,10], где рассмотрен случай жидкой плазмы и показали, что для условий в коре нейтронной звезды и наблюдаемой радиосветимости пульсаров достаточно ограничиться линейными решениями термомагнитоупругих уравнений. Если поглощение радиоволны в замагниченной коре нейтронной звезды мало, то токи, возбуждаемые объемные токи у поверхности звезды, могут стать источником радиоизлучения пульсаров. Как сказано выше, в случае линейных волн, поперечные размеры пучка фактически не меняются. Для построения простой модели радиоизлучения пульсаров нам придется показать, что возбуждение магнитного поля на внутренней границе коры нейтронной звезды аксиально-несимметрично и источник излучения занимает на поверхности звезды ограниченную площадь радиусом порядка нескольких сот метров. В работах [11,12] имеются предпосылки для удовлетворения этих требований, однако для окончательного их доказательства потребуется дальнейшее детальное рассмотрение структуры магнитного поля у экваториальной плоскости нейтронной звезды и вопроса об энерговыделении при уменьшении плотности нейтронных вихрей из-за замедления вращения пульсара.

Авторы (Д.С. и М.А.) выражают благодарность гранту CRDF/NFSAT № ARP2-3232-YE-04 за финансовую поддержку.

[1] Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@ysu.am mhayr@server.physdep.r.am
[2] Институт механики НАН Армении

WAVE BEAMS IN THE MAGNETOELASTIC CRUST OF A NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKIAN[1], A.G.BAGDOEV[2], M.V.HAYRAPETYAN[1]

Propagation of axisymmetric termomagnetoelastic waves near the equatorial plane of the crust of a neutron star in a perpendicular to this plane magnetic field is considered. The crust is considered as solid-state plasma and the waves in it excited in the form of transversal magnetic field, applied to the internal border of the crust. Considering a little attitude of the excited magnetic field to not excited, in linear approach the evolutionary equation is solved. The received simple exact solution in the form of linear Gaussian wave beams takes place without additional conditions on dissipation, dispersion and narrowness of beams if only the velocity of these waves c_n poorly depends on coordinates. Last requirement is carried out for plasma in a crust of neutron star. Propagating up to the surface of a star the radius of wave beam remains constant. The electric currents generated by wave beam on a surface of a star are determined.

Key words: *(stars): pulsars: magnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **31**, 101, 1989.
2. *У.Н.Нигул*, *Ю.К.Энгельбрехт*, Нелинейные и линейные переходные волновые процессы. Изд. АН ЭССР, Таллин. 1972.
3. *А.Г.Багдоев*, Распространение волн в сплошных средах. Ереван, с.327, 1981.
4. *P.Carbonaro*, ZAMP, **37**, 43, 1986.
5. *J.K.Hunter*, *J.B.Keller*, Comm. On Pure and Appl. Math., **36**, 547, 1983.
6. *S.G.Sahakyan*, Information technologies and management, **4**, 122-131, 2001.
7. *В.В.Канер*, *О.В.Руденко*, Вестник МГУ, сер. Физ. Астр., **19**, 78, 1978.
8. *А.Г.Багдоев*, *А.В.Шекоян*, Изв. АН Арм. ССР, Механика, **40**, 14, 1987.
9. *А.Г.Багдоев*, *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **44**, 139, 2001.
10. *А.Г.Багдоев*, *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **45**, 65, 2002.
11. *Д.М.Седракян*, *А.Д.Седракян*, Ж. эксперим. и теор. физ., **100**, в.2(8), 353, 1991.
12. *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **43**, 377, 2000.
13. *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **46**, 87, 2003.
14. *Д.М.Седракян*, *А.К.Аветисян*, Астрофизика, **26**, 489, 1987.