

**AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR
AKADEMİYASI**

**AZƏRBAYCAN
ASTRONOMİYA
JURNALI**

**2011
CİLD 6
№ 3**

**AZERBAIJANI ASTRONOMICAL
JOURNAL**

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası

AZƏRBAYCAN ASTRONOMİYA JURNALI

Cild 6 – № 3 – 2011

Azerbaijan National Academy of Sciences

Национальная Академия Наук Азербайджана

AZERBAIJANI
ASTRONOMICAL
JOURNAL

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ
АЗЕРБАЙДЖАНА

Volume 6 – No 3 – 2011

Том 6 – № 3 – 2011

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının “AZƏRBAYCAN ASTRONOMIYA JURNALI” Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası (AMEA) Rəyasət Heyətinin 28 aprel 2006-cı il tarixli 50-saylı Sərəncamı ilə təsis edilmişdir.

Baş Redaktor: Ə.S. Quliyev

Baş Redaktorun Müavini: E.S. Babayev

Məsul Katib: P.N. Şustarev

REDAKSIYA HEYƏTİ:

Cəlilov N.S.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Hüseynov R.Ə.	Bakı Dövlət Universiteti
İsmayilov N.Z.	AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
Qasimov F. Q.	AMEA Fizika İnstitutu
Quluzadə C.M.	Bakı Dövlət Universiteti

Texniki redaktor: Əsgərov A.B.

İnternet səhifəsi: <http://www.shao.az/AAJ>

Ünvan: Azərbaycan, Bakı, AZ-1001, İstiqlaliyyət küç. 10, AMEA Rəyasət Heyəti

Jurnal AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasında (www.shao.az) nəşr olunur.

Məktublar üçün: ŞAR, Azərbaycan, Bakı, AZ-1000, Mərkəzi Poçtamt, a/q №153

e-mail: aaj@shao.az

tel.: (+99412) 439 82 48

faks: (+99412) 497 52 68

© 2011 Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası.

© 2011 AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası.

Bütün hüquqlar qorunmuşdur.

Bakı – 2011

“Астрономический Журнал Азербайджана” Национальной Академии Наук Азербайджана (НАНА).
Основан 28 апреля 2006 г.

Web- адрес: <http://www.shao.az/AAJ>

Главный редактор: А.С.Гулиев

Заместитель главного редактора: Э.С.Бабаяев

Ответственный секретарь: П.Н.Шустарев

Редакционная коллегия:

Джалалов Н.С. (Шамакхская Астрофизическая Обсерватория)

Гусейнов Р.Э. (Бакинский Государственный Университет)

Исмаилов Н.З. (Шамакхская Астрофизическая Обсерватория)

Гасымов Ф.К. (Институт физики НАНА)

Гулүзаде Дж.М. (Бакинский Государственный Университет)

Технический редактор: Аскеров А.Б.

Адрес редакции:

Азербайджан, Баку, AZ-1001, ул. Истиглалият 10, Президиум НАНА

Журнал издается в Шамакхской Астрофизической Обсерватории (ШАО) им. Н.Туси НАНА

Адрес для писем: Азербайджан, Баку, AZ-1000, Главпочтамт, а/я №153, ШАО

e-mail: aaj@shao.az

тел.: (+99412) 439 82 48

факс: (+99412) 497 52 68

© Национальная Академия Наук Азербайджана, 2011 г.

© Шамакхская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАНА, 2011 г. Все права защищены.

Баку - 2011

Azerbaijani Astronomical Journal of the Azerbaijan National Academy of Sciences (ANAS) is founded in 28 April 2006.

Online version: <http://www.shao.az/AAJ>

Editor-in-Chief: A.S. Guliyev

Associate Editor-in-Chief: E.S. Babayev

Secretary: P.N. Shustarev

Editorial board:

Jalilov N.S. (Shamakhy Astrophysical Observatory)

Huseynov R.A. (Baku State University)

İsmayilov N.Z. (Shamakhy Astrophysical Observatory)

Gasimov F.G. (Institute of Physics of ANAS)

Guluzade J.M. (Baku State University)

Technical Editor: Asgarov A.B.

Editorial Office address:

ANAS, 10, Istiglaliyyat Street, Baku, AZ-1001, the Republic of Azerbaijan

Journal is published in the Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi of ANAS.

Address for letters: ShAO, P.O.Box No153, Central Post Office, Baku, AZ-1000, Azerbaijan

e-mail: aaj@shao.az

tel.: (+99412) 439 82 48

fax: (+99412) 497 52 68

© 2011, Azerbaijan National Academy of Sciences.

© 2011, Shamakhy Astrophysical Observatory named after N.Tusi, ANAS. All rights reserved..

Baku -2011

MÜNDƏRİCAT

FIRLANAN MÜHİTDƏ NEYTRİNONUN FLEYVOR OSSİLYASIYALARI M.S.Dvornikov	5
RY TAU ULDUZUNUN UB SPEKTRİNİN SİNXRON MONİTORİNQİ N.Z.İsmayılov, H.N.Adıgözəlzadə, G.R.Bahəddinova	18
HD21291 (B9Ia) ULDUZU ATMOSFERİNİN TƏDQİQİ Y.M.Məhərrəmov	26
XRONIKA	33

CONTENTS

NEUTRINO FLAVOR OSCILLATIONS
IN ROTATING MATTER

M.S.Dvornikov

5

SYNCHRONICAL MONITORING UV
SPECTRUM OF RY TAUN.Z. Ismayilov, H.N. Adygezalzađe,
G.R.Bakhaddinova

18

SPECTRAL INVESTIGATION OF THE
ATMOSPHERE OF HD21291(B9Ia)
STAR

Y.M.Maharramov

26

CHRONIC

33

СОДЕРЖАНИЕ

ФЛЕЙВОРНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ
НЕЙТРИНО ВО ВРАШАЮЩЕЙСЯ
СРЕДЕ

М.С.Дворников

5

СИНХРОННЫЙ МОНИТОРИНГ УФ-
СПЕКТРА RY TAUН.З. Исмаилов, А.Н. Адыгезалзаде,
Г.Р. Бахаддинова

18

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗДЫ HD21291
(B9Ia)

Я.М.Маггеррамов

26

ХРОНИКА

33

NEUTRINO FLAVOR OSCILLATIONS IN ROTATING MATTER

© 2011. M.S. Dvornikov^{1,2}

¹ *Institute of Physics, University of São Paulo, SP, Brazil*

² *N.Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radionave Propagation,
Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow region, Russia*

(e-mail: maximd@dfn.if.usp.br)

We study the evolution of the neutrinos system in rotating matter. Neutrinos are supposed to be mixed massive particles interacting with background fermions by means of the electroweak forces. First we find the solutions of wave equations for the neutrino mass eigenstates in matter. Then we study the behavior of neutrino flavor eigenstates in background matter. The problems of neutrino bound states and neutrino flavor oscillations are discussed. We also derive the analog of the quantum mechanical evolution equation for the system of two flavor neutrinos in rotating matter and analyze its solution for the particular initial condition for neutrino flavor eigenstates.

Keywords: exact solutions of wave equations, neutrino oscillations, rotating matter

1. INTRODUCTION

Nowadays it is acknowledged that neutrinos play a significant role in the evolution of massive stars at the ultimate stages of their life. When the mass of a star is about 8-9 or 40-60 solar masses, such a star can explode as a supernova with the emission of great quantity of neutrinos carrying away almost 99% of the initial gravitational energy of a star [1].

Although neutrinos interact rather weakly with background matter, these particles are the key component in the dynamics of a supernova explosion. After the supernova explosion the core of a massive star is converted into a compact dense object, a neutron star. Neutrinos are supposed to give the contribution to the subsequent evolution of a neutron star, i.e. causing its cooling [2]. Besides the direct influence to the supernova explosion process neutrinos can also affect various macroscopic characteristics of a neutron star. For example, great peculiar velocities of pulsars can be explained by the asymmetric neutrino emission [3]. It is also supposed that the emission of neutrinos can cause the spin-down of a rotating neutron star [4].

The fact that neutrinos are massive particles has many important consequences. Unlike photons that immediately escape the region where they are created, neutrinos with relatively small initial energies can form bound states inside or in the vicinity of various astrophysical objects. The

most proper candidates for the formation of such non-trivial states are relic neutrinos. The possibility of gravitational clustering of relic neutrinos was studied in [5]. It was discussed in [6] that both Dirac and Majorana neutrinos can also create a superfluid condensate due to the Higgs boson interactions. We considered the situation of gravitational trapping of neutrinos by a massive black hole in [7]. The neutrino trapping in both curved space-time and rotating matter was studied in [8].

There is also a possibility that neutrinos emitted in a neutron star form bound orbits inside the star due to their collective interactions with neutron matter. This issue was studied in [9]. Neutrino trapping inside a rotating neutron star was discussed in [10]. This effect results from the neutrino electroweak interaction with inhomogeneously moving matter.

Recently we developed an approach for the description of neutrino flavor and spin-flavor oscillations in various external fields [11]. The problem is formulated in terms of wave quantum mechanics and involves exact solutions to wave equations for a neutrino in an external field. In the present work we study the evolution of massive mixed neutrinos in inhomogeneously moving matter. In particular, we apply the treatment to the emission of neutrinos in a rotating neutron star.

In Section 2 we give the general formulation of two neutrino flavors interacting with rotating matter of the type found in neutron stars. In Sections 3 and 4 we find the solutions for the Dirac equation for a neutrino interacting with moving matter for massless and massive particles respectively. We also compare our solutions with the previously found ones [10, 12]. In Section 5 we discuss the possibility for low energy neutrinos to form bound orbits inside a neutron star. Neutrino flavor oscillations in rotating matter are discussed in Section 6. In Appendix we state the solution of the wave equation for a neutrino in vacuum in cylindrical coordinates. Finally in Section 7 we summarize our results.

2. GENERAL FORMULATION

Let us first formulate the evolution of two neutrino flavor eigenstates, $\nu_\lambda, \lambda = \alpha, \beta$, interacting with moving matter due to the exchange of the electroweak Z and $W^\pm$ bosons. Phenomenologically this interaction with matter can be implemented by means of a set of neutrino wave equations with the external fields f_λ^μ [13] shown below. In the flavor basis, neutrinos also have a non-diagonal mass matrix ($m_{\lambda\lambda'}$). The Lagrangian for this system is then:

$$L = \sum_{\lambda=\alpha,\beta} \bar{\nu}_\lambda (i\gamma^\mu \partial_\mu - f_\lambda^\mu \gamma_\mu P_L) \nu_\lambda - \sum_{\lambda\lambda'=\alpha,\beta} m_{\lambda\lambda'} \bar{\nu}_\lambda \nu_{\lambda'}, \quad (1)$$

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5).$$

In our case of interest, the flavor α will be either μ or τ , and the flavor β will be e .

The form of the currents f_λ^μ are determined by the neutrino interactions with the medium. In the case of a neutron star the medium consists of electrons, protons, and neutrons, with number densities n_e , n_p and n_n , respectively, and $n_e = n_p$, corresponding to electrically neutral matter. Therefore, for the standard model neutrino flavors α (either μ or τ) and $\beta = e$, the corresponding external fields have the following expressions [14]:

$$f_\alpha^\mu = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} j_n^\mu, \quad f_\beta^\mu = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (2j_e^\mu - j_n^\mu), \quad (2)$$

where G_F is the Fermi constant and,

$$j_e^\mu = (n_e, n_e \mathbf{v}), \quad j_n^\mu = (n_n, n_n \mathbf{v}), \quad (3)$$

are the hydrodynamical currents of each of the background fermion species. We also assume that all background fermions rotate as a rigid body, i.e., moving with same velocity $\mathbf{v}$.

To study the evolution of the system (1) we diagonalize the mass matrix ($m_{\lambda\lambda'}$) by introducing the set of the neutrino mass eigenstates ψ_a , $a = 1, 2$, with help of the matrix transformation:

$$\nu_\lambda = \sum_{\alpha=1,2} U_{\lambda\alpha} \psi_\alpha,$$

$$(U_{\lambda\alpha}) = \begin{pmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} \\ U_{e 1} & U_{e 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Here θ is the vacuum mixing angle, where $\theta = 0$ means $\nu_1 = \nu_\alpha$ and $\nu_2 = \nu_e$. After diagonalization the Lagrangian (1) reads

$$L = \sum_{a=1,2} \bar{\psi}_a (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_a) \psi_a - \sum_{a,b=1,2} g_{ab}^\mu \bar{\psi}_a \gamma_\mu P_L \psi_b, \quad (5)$$

where the matter interaction term contains the 2×2 matrix (g_{ab}^μ) in the mass eigenstate basis

$$(g_{ab}^\mu) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} (2j_e^\mu \sin^2 \theta - j_n^\mu) & j_e^\mu \sin 2\theta \\ j_e^\mu \sin 2\theta & (2j_e^\mu \cos^2 \theta - j_n^\mu) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

The Dirac equation for the neutrino mass eigenstates, obtained from Eq. (5), has then the form,

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_a - g_{aa}^\mu \gamma_\mu P_L) \psi_a - g_{ab}^\mu \gamma_\mu P_L \psi_b = 0, \quad a \neq b \quad (7)$$

where the last term corresponds to the off-diagonal elements of Eq. (6), so it is an interaction with the medium that mixes the different mass eigenstates.

We solve Eq. (7) treating the last term (the mixing of neutrino types) as a perturbation, so that at zero-th order the neutrino types are decoupled. Also, since the typical energy of a neutrino emitted in a neutron star is $\sim 10 \text{ MeV}$ whereas the neutrino masses do not exceed a few eV , the neutrinos are ultrarelativistic and we can treat the masses m_a also as perturbations.

Now, for a rigid rotating medium, the interaction depends on a velocity $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}$, where $\mathbf{r}$ is the radius vector from the star center and $\mathbf{\Omega}$ is the angular velocity of the star. Therefore we define the positive potentials as:

$$V_a = -g_{aa}^0 = \begin{cases} G_F (n_n - 2n_e \sin^2 \theta) / \sqrt{2}, & \text{for } a = 1, \\ G_F (n_n - 2n_e \cos^2 \theta) / \sqrt{2}, & \text{for } a = 2. \end{cases} \quad (8)$$

Note that $V_a > 0$ in Eq. (8) since $n_n \gg n_e$ in a neutron star and $g_{aa}^0 < 0$ ($a = 1, 2$).

In order to proceed with the description of the evolution of the system (7) we should have the energy levels and wave functions of the mass eigenstates ψ_a which correspond to the wave equation (7) at the absence of the mixing term g_{ab}^μ . These quantities will be found in Sections 3 and 4.

3. SOLUTION OF THE WAVE EQUATION FOR A NEUTRINO IN ROTATING MATTER IN THE LIMIT OF ZERO MASS

In this section we find the solution of Eq. (7) at the absence of the mixing between different mass eigenstates due to the interaction with matter, i.e. we put the coefficient g_{12}^μ to zero.

This case corresponds to a single unmixed neutrino interacting with an external axial-vector field. The wave equation (7) is transformed to the form [14, 15],

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m - g^\mu \gamma_\mu P_L) = 0. \quad (9)$$

Here we are interested in the case of ultrarelativistic neutrinos, i.e. when the mass in Eq.(9) is much smaller than the energy.

The equations of motion for the left-handed η and right-handed ξ chiral components of the spinor $\psi^T = (\xi, \eta)$ decouple in the $m = 0$ limit. The mass contribution can be included in perturbation theory (see Section 4). Using the chiral basis for the γ^μ matrices in the convention of [16],

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

Dirac equation for the left-handed component η of the neutrino is

$$i\eta = \{i\sigma \cdot \nabla + \bar{\sigma}_\mu g^\mu\}\eta, \quad (11)$$

where the matter interaction term is

$$\bar{\sigma}_\mu g^\mu = g_0 + \sigma \cdot \mathbf{g}.$$

The external field g^μ with non-zero spatial components corresponds to the external electroweak field due to the moving background matter. In analogy to Eq. (6) we obtain for the three-vector part, $\mathbf{g} = g_0 \mathbf{v}$. We want to study the neutrino states inside a neutron star rotating with the angular velocity $\mathbf{\Omega}$ directed along the z -axis, $\mathbf{\Omega} = \Omega \mathbf{e}_z$. As we mentioned in Section 2, since $g_0 < 0$ in the case of a neutron star, we redefine this potential as $V = -g_0$. Accordingly,

$$g = V\Omega(y\mathbf{e}_x - x\mathbf{e}_y). \quad (12)$$

It is natural to use cylindrical coordinates (r, ϕ, z) to solve Eq. (11) with

$$i\sigma \cdot \nabla = i \begin{pmatrix} \partial_z & e^{-i\phi} [\partial_r - (i/r)\partial_\phi] \\ e^{i\phi} [\partial_r + (i/r)\partial_\phi] & -\partial_z \end{pmatrix},$$

$$\sigma \cdot \mathbf{g} = V\Omega r \begin{pmatrix} 0 & ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Taking into account that Eqs. (11) and (13) do not depend on z , we look for a stationary solution of the form $\eta \sim u(r, \phi) e^{-i(Et - p_z z)}$. Using the analysis of [17] we can further separate the two coordinates r and ϕ in the two-component spinor u using auxiliary functions $F_{1,2}(\rho)$ as

$$u(r, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} e^{i(l-1)\phi} F_1(\rho) \\ e^{il\phi} F_2(\rho) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

where $\rho = V\Omega r^2$, and l is an integer so that the function of ϕ is single-valued. Since the system is invariant under rotations around the Z axis, u has to definite value of J_z (total angular momentum), which in our notation is equal to $l - 1/2$.

The functions $F_{1,2}$ satisfy the coupled equations:

$$i\sqrt{V\Omega\rho} \left(2\partial_\rho - 1 - \frac{l-1}{\rho} \right) F_1 = iR_1 F_1 = (E - p_z + V) F_2,$$

$$i\sqrt{V\Omega\rho}\left(2\partial_\rho + 1 + \frac{l}{\rho}\right)F_2 = iR_2F_2 \\ = (E + p_z + V)F_1, \quad (15)$$

which can be separated into two independent second order differential equations:

$$\left\{\rho \frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{d}{d\rho} + \kappa - \frac{l}{2} - \frac{\rho}{4} - \frac{(l-1)^2}{4\rho}\right\}F_1 = 0, \quad (16)$$

$$\left\{\rho \frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{d}{d\rho} + \kappa - \frac{l-1}{2} - \frac{\rho}{4} - \frac{l^2}{4\rho}\right\}F_2 = 0, \quad (17)$$

where the parameter $\mathbf{K}$ is related to the energy in the form,

$$\kappa = \frac{(E + V)^2 - p_z^2}{4V\Omega}. \quad (18)$$

Let us just solve Eq.(16) for the function F_1 . Eq.(17) can be solved for F_2 by analogy. Expressing $F_1(\rho) = e^{-\rho/2}\rho^{(l-1)/2}u(\rho)$, the new function $u(\rho)$ obeys an *associated Laguerre equation*,

$$\rho u'' + (l - \rho)u' + (\kappa - l)u = 0, \quad (19)$$

whose solutions are the associated *Laguerre polynomials* $u(\rho) \sim Q_s^{l-1}(\rho)$. Here $s = \kappa - l$ is the radial quantum number, and κ , defined in Eq. (18), is related to the neutrino energy. The function F_1 is then a *Laguerre function*, $F_1(\rho) = I_{\kappa-1,s}(\rho)$. The Laguerre functions $I_{n,s}(\rho)$ are defined in terms of the associated Laguerre polynomials $Q_s^l(\rho)$ (where $n = s + l$) as

$$I_{s+l,s}(\rho) = \frac{1}{\sqrt{(s+l)!s!}} e^{-\rho/2} \rho^{l/2} Q_s^l(\rho), \\ Q_s^l(\rho) = e^\rho \rho^{-l} \frac{d^s}{d\rho^s} (\rho^{s+l} e^{-\rho}). \quad (20)$$

Another common definition of the associated Laguerre polynomials is $L_s^l(\rho) = Q_s^l(\rho)/s!$. The Laguerre polynomials satisfy the recursive relation,

$$Q_s^{l-1}(\rho) = Q_s^l(\rho) - sQ_{s-1}^l(\rho). \quad (21)$$

We also mention that $I_{n,s}(\rho)$ and $Q_s^l(\rho)$ satisfy the integral relations,

$$\int_0^\infty I_{n,s}(\rho) I_{n-1,s}(\rho) \sqrt{\rho} d\rho = \sqrt{n}, \\ \int_0^\infty e^{-\rho} \rho^l Q_s^l(\rho) Q_{s'}^l(\rho) d\rho = \delta_{ss'} s! (l+s)! . \quad (22)$$

In order to have normalizable functions at the origin, l must be a non-negative integer. Also, the solution diverges at large radii, unless s is a non-negative integer. Therefore, in order to have well-behaved solutions, the smaller values of s and $\mathbf{K}$ must be integers, in which case the lower values of energy, $E = -V \pm \sqrt{4V\Omega\kappa + p_z^2}$, are discrete:

$$\kappa \rightarrow n, \quad E \rightarrow E_n = -V \pm \sqrt{4V\Omega n + p_z^2}. \quad (23)$$

On the other hand, for large enough energies the divergent behavior of the solution falls outside the star radius, in which case $\mathbf{K}$ has no restrictions and it becomes a continuous variable.

Notice that the energy levels in Eq. (23) are different from the analogous expressions obtained in [10], $E = -V \pm \sqrt{4V\Omega n + p_z^2}$. It was claimed in [10] that there is an analogy between the charged particle dynamics in an electromagnetic field and the neutrino motion in matter. However this analogy is just superficial. An electromagnetic field is gauge invariant. Therefore when we study the motion of an electron in an external magnetic field $\mathbf{B} = (0,0,B)$, we can choose any gauge. In a gauge that keeps the cylindrical symmetry explicit, the vector potential $\mathbf{A} = (-yB/2, xB/2, 0)$ is required. The analog of this gauge is adopted in the present work. If the electron motion is studied in cartesian coordinates, the Landau gauge is more convenient, $\mathbf{A} = (0, xB, 0)$. This kind of gauge was used in [10]. As shown in [17], in the electromagnetic problem both gauges must give the same energy spectrum for the electron. However for the motion of a neutrino in rotating matter, the situation is different: there is no gauge freedom in this case. If one uses the analog of the Landau gauge, as in [10], one underestimates the matter contribution to the dispersion relation.

Finally, to derive the lower component of the neutrino spinor $\mathbf{u}$, we just need to use the identities (see [17]),

$$R_1 I_{n-1,s}(\rho) = -\sqrt{4V\Omega n} I_{n,s}(\rho), \quad R_2 I_{n,s}(\rho) \\ = \sqrt{4V\Omega n} I_{n-1,s}(\rho), \quad (24)$$

to find the function $F_2(\rho)$. Thus we get the complete two-component spinor in the form

$$u(r, \phi) = \frac{\sqrt{2V\Omega}}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} C_1 I_{n-1,s}(\rho) e^{i(l-1)\phi} \\ i C_2 I_{n,s}(\rho) e^{il\phi} \end{pmatrix}. \quad (25)$$

The coefficients $C_{1,2}$ are related to each other due to Eq(15) as

$$\sqrt{4V\Omega n} C_1 + (E + V - p_z) C_2 = 0, \quad (26)$$

and their norm can be chosen to satisfy

$$C_1^2 + C_2^2 = 1.$$

Let us now discuss the limit of small angular velocities to establish the connection with the non-rotating case. For simplicity we study the case $p_z = 0$ which is examined in Sec. 2. The limit $\Omega \rightarrow 0$ should be taken together with $n \rightarrow \infty$, so that $\Omega \cdot n = \text{constant}$. Using the identity [18],

$$\lim_{n \rightarrow \infty} I_{n,n-l}([p_\perp r]^2/4n) = J_l(p_\perp r), \quad (27)$$

we reproduce the neutrino wave functions in vacuum (56). Therefore one can identify $\sqrt{4V\Omega n}$ with the neutrino momentum in the equatorial plane, $p_\perp$, in Eq.(23).

4. APPROXIMATE SOLUTION OF THE WAVE EQUATION FOR A MASSIVE NEUTRINO IN ROTATING MATTER

In this section we will study the effect of the rotation of matter on the single massive neutrino without mixing, analogously to the treatment of Section 3. However, now we will take into account the contribution of the neutrino mass to the energy levels (23) using the perturbation theory.

For a massive particle one should take into account both spinors ξ and η in Eq. (9). The coupled wave equations for these spinors have the following form:

$$i\dot{\xi} = (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\xi - m\eta,$$

$$i\dot{\eta} = -(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\eta - m\xi + [g_0 + (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{g})]\eta, \quad (28)$$

where the vector $\mathbf{g}$ is defined in Eq. (12).

Looking for the stationary solutions of Eq. (28), $\xi \sim e^{-iEt}$ and $\eta \sim e^{-iEt}$, and excluding spinor ξ from Eq.(28) we get the only differential equation for the spinor η ,

$$[E^2 - m^2 - \mathbf{p}^2 + VE - E(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{g}) - V(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}) + (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{g})]\eta = 0. \quad (29)$$

Note that one should take into account the non-commutativity of the operator $\mathbf{p}$ and vector $\mathbf{g}$ since the latter depends on the spatial coordinates.

As in Section 3 we will use cylindrical coordinates (r, ϕ, z) to analyze Eq. (29). It is convenient to rewrite this equation for each of the components of the spinor $\eta^T = (\eta_1, \eta_2)$,

$$\begin{aligned} & \left\{ E^2 - m^2 + VE + \partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r + \frac{\partial_\phi^2}{r^2} + \partial_z^2 + iV\Omega \partial_\phi \right. \\ & \quad \left. + iV\partial_z + V\Omega(r\partial_r + 2) \right\} \eta_1 \\ &= -e^{-i\phi} V \left\{ i \left[\partial_r - \frac{i}{r} \partial_\phi \right] - \Omega r (iE - \partial_z) \right\} \eta_2, \\ & \left\{ E^2 - m^2 + VE + \partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r + \frac{\partial_\phi^2}{r^2} + \partial_z^2 + iV\Omega \partial_\phi \right. \\ & \quad \left. - iV\partial_z - V\Omega(r\partial_r + 2) \right\} \eta_2 \\ &= -e^{-i\phi} V \left\{ i \left[\partial_r + \frac{i}{r} \partial_\phi \right] \right. \\ & \quad \left. + \Omega r (iE + \partial_z) \right\} \eta_1. \end{aligned} \quad (30)$$

We look for the solution of Eq. (30) in the following form:

$$\eta = e^{ip_z z} u(r, \phi), \quad u(r, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} e^{i(l-1)\phi} F_1(r) \\ e^{il\phi} F_2(r) \end{pmatrix}, \quad (31)$$

where $F_{1,2}(r)$ are the new unknown functions [see Eq. (14)]. From Eq. (30) we derive the equations for the functions $F_{1,2}(r)$,

$$\begin{aligned} & \left\{ E^2 - m^2 - p_z^2 + VE + \partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r - \frac{(l-1)^2}{r^2} \right. \\ & \quad \left. - V\Omega(l-1) \right. \\ & \quad \left. - Vp_z + V\Omega(r\partial_r + 2) \right\} F_1 \\ &= -iV \left\{ \left[\partial_r + \frac{l}{r} \right] - \Omega r (E - p_z) \right\} F_2, \\ & \left\{ E^2 - m^2 - p_z^2 + VE + \partial_r^2 + \frac{1}{r} \partial_r - \frac{l^2}{r^2} - V\Omega \right. \\ & \quad \left. + Vp_z - V\Omega(r\partial_r + 2) \right\} F_2 \\ &= -iV \left\{ \left[\partial_r - \frac{l-1}{r} \right] + \Omega r (E + p_z) \right\} F_1. \end{aligned} \quad (32)$$

Introducing the dimensionless variable $\rho = V\Omega r^2$, as in Sec. 3, and using the properties of the operators $R_{1,2}$, defined in Eq. (15),

$$\begin{aligned} R_1 R_2 &= 4V\Omega \left(\rho \partial_\rho + \partial_\rho - \frac{l-1}{2} - \frac{\rho}{4} - \frac{l^2}{4\rho} \right), \\ R_2 R_1 &= 4V\Omega \left(\rho \partial_\rho + \partial_\rho - \frac{l}{2} - \frac{\rho}{4} - \frac{(l-1)^2}{4\rho} \right), \end{aligned} \quad (33)$$

we rewrite Eq. (32) in the following form:

$$\begin{aligned} &\{E^2 - m^2 - p_z^2 + VE - Vp_z + 3V\Omega + R_2 R_1 \\ &\quad + \sqrt{V\Omega\rho} R_2\} F_1 \\ &= -i\{VR_2 - \sqrt{V\Omega\rho}(V + E - p_z)\} F_2, \\ &\{E^2 - m^2 - p_z^2 + VE - Vp_z - 3V\Omega + R_1 R_2 \\ &\quad - \sqrt{V\Omega\rho} R_1\} F_2 \\ &= -i\{VR_1 + \sqrt{V\Omega\rho}(V + E + p_z)\} F_1. \end{aligned} \quad (34)$$

To study the contribution of the neutrino mass to the neutrino energy spectrum (23) we discuss the situation of the neutrino bound states and take into account neutrino mass with help of the perturbation theory. It means that in Eq. (34) we can use the expressions for the wave functions $F_{1,2}$ presented in Eq.(25) which correspond to the massless neutrino: $F_1(\rho) = C_1 I_{n-1,s}(\rho)$ and $F_2(\rho) = C_2 I_{n,s}(\rho)$. For this kind of wave functions we get from Eq.(34) the following relations:

$$\begin{aligned} &\{C_1[E^2 - m^2 - p_z^2 + V(E - p_z + 4\Omega - 4\Omega n)] \\ &\quad - C_2 V\sqrt{4V\Omega n}\} I_{n-1,s}(\rho) \\ &+ \sqrt{V\Omega\rho}(V + E - p_z) C_2 I_{n,s}(\rho) \\ &\quad + 2V\Omega\sqrt{\rho(n-1)} C_1 I_{n-2,s}(\rho) = 0, \quad (35) \\ &\{C_1 V\sqrt{4V\Omega n} - C_2[E^2 - m^2 - p_z^2 \\ &\quad + V(E + p_z - 4\Omega - 4\Omega n)]\} I_{n,s}(\rho) \\ &- \sqrt{V\Omega\rho}(V + E + p_z) C_1 I_{n-1,s}(\rho) \\ &\quad - 2V\Omega\sqrt{\rho(n+1)} C_2 I_{n+1,s}(\rho) = 0. \end{aligned}$$

To obtain Eq. (35) we use the known properties of the Laguerre functions,

$$I_{n+1,s}(\rho) = \sqrt{\frac{\rho}{n+1}} \left[\frac{\rho + n - s}{2\rho} I_{n,s}(\rho) - I'_{n,s}(\rho) \right],$$

$$I_{n-2,s}(\rho) = \sqrt{\frac{\rho}{n-2}} \left[\frac{\rho + n - s - 1}{2\rho} I_{n-1,s}(\rho) + I'_{n-1,s}(\rho) \right] \quad (36)$$

which can be found in [19].

Let us study the situation when $E^2 \gg V\Omega$ and $n \gg 1$. The former condition is always satisfied for any realistic situations. Indeed, for a neutron star with $n_n = 10^{38} \text{ cm}^{-3}$ we get that $V \sim 10 \text{ eV}$. If we suppose that the energy has the value of several electron-Volts (we will see in Sec. 5 that a bound state can be formed for such low energy neutrinos) and a neutron star has the angular velocity $n_n = \Omega = 10^3 \text{ s}^{-1} (\sim 10^{-13} \text{ eV})$, we get that the condition $E^2 \gg V\Omega$ is satisfied. The latter condition, $n \gg 1$, is also valid (see Sec. 5). It is received there that the critical value of the quantum number n at which a bound state is still possible is equal to 10^{11} . It means that this condition is fulfilled.

Taking into account the approximations made above we obtain that the energy spectrum has the form,

$$E = -V \pm \sqrt{4V\Omega n + p_z^2 + m^2}. \quad (37)$$

However, instead of the relation (26), which is valid for the massless case, we have the corrected one,

$$\sqrt{4V\Omega n} C_1 + (E + V + 4\Omega - p_z) C_2 = 0. \quad (38)$$

In Sec. 3 we obtained that the quantity $p_{eff} = \sqrt{4V\Omega n + p_z^2}$ has the meaning of the effective momentum of a neutrino. Therefore we get in Eq. (37) that in the limit $n \gg 1$ the neutrino energy receives the correction $m^2/2p_{eff}$ due to the non-zero mass, as it should be. Note that this energy spectrum coincides with the analogous relation found in [12].

5. LOW ENERGY WITHOUT FLAVOR MIXING: BOUND STATES

In Sections 3 and 4 we found the basis spinors (25) and the energy levels (37) of a single neutrino mass eigenstate interacting with rotating background matter. Now we apply these results for the description of the evolution of the system (7).

Given the axial symmetry of the problem, we use cylindrical coordinates and the eigenfunctions $\psi_a^T = (\xi_a, \eta_a)$ of Eq. (7) must be of the form $\eta_a \sim \eta_a(r, \phi) e^{-i(E_a t - p_z z)}$. We find the energy eigenvalues in terms of an index " n " [see Eq.(37)],

$$E_n^{(a)\pm} = -V_a \pm \sqrt{4V_a \Omega n + p_z^2 + m_a^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (39)$$

Here $E_n^{(a)+}$ is the energy of a particle (neutrino), containing an attractive potential " $-V_a$ ", while the negative value $E_n^{(a)-}$ must be understood as $E_n^{(a)-}$, the positive energy of an antiparticle (antineutrino), containing a potential term " $+V_a$ ", which is repulsive. We included the neutrino mass m_a in the above expression for the energy, although we will neglect it in the spinors.

In a rotating medium, the effect of rotation is largest for neutrinos propagating in the equatorial plane. Choosing Z as the rotation axis, we then look for solutions which are Z -independent, i.e. $p_z = 0$.

The corresponding two-component spinors are given in terms of Laguerre functions $I_{n,s}(\rho)$ with an energy index " n " and a radial index " s " [see Eqs. (25) and (26)]:

$$u_{n,s}^{(\pm)}(r, \phi) = \sqrt{\frac{V_a \Omega}{2\pi}} \begin{pmatrix} I_{n-1,s}(\rho_a) e^{i(l-1)\phi} \\ \mp i I_{n,s}(\rho_a) e^{il\phi} \end{pmatrix}, \quad l = n - s, \quad (40)$$

and where $\rho_a = V_a \Omega r^2$, $a = 1, 2$, is a dimensionless radial coordinate. For further details of the derivation of Eqs. (39) and (40) the reader is referred to Secs. 3 and 4.

In this case, when " n " is a non-negative integer, the energies in Eq.(39) are discrete values and the wavefunctions decay to zero as $r \rightarrow \infty$. This is a required condition for low enough energies, see discussion below Eq. (44), otherwise the wavefunctions would diverge inside the star before reaching the star radius.

Instead, for neutrinos with larger energies, the wavefunction reaches the edge of the star and should continue outside. For those cases the neutrino energy and the index " n " become continuous variables (we change the name

$n \rightarrow k$ in this case). The solution inside the star now has the more general form:

$$u_{a,k}^{(in)}(r, \phi) =$$

$$\frac{\sqrt{2V_a \Omega}}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} C_1^{(in)} e^{-\rho_a/2} \rho_a^{(l-1)/2} F(l-k, l, \rho_a) e^{i(l-1)\phi} / \{(l-1)! \sqrt{k}\} \\ i C_2^{(in)} e^{-\rho_a/2} \rho_a^{l/2} F(l-k, l+1, \rho_a) e^{il\phi} / l! \end{pmatrix}, \quad (41)$$

where $F(\alpha, \beta, z)$ is a confluent hypergeometric function and the coefficients $C_{1,2}^{(in)}$ satisfy the relation

$$\sqrt{4V_a \Omega k} C_1^{(in)} + (E_a + V_a - p_z) C_2^{(in)} = 0, \quad (42)$$

considering the energy E_a with the same expression as in Eq.(39), but with $n \rightarrow k$, a continuous variable. We derive Eq. (42) from Eq. (26) changing the norm of the coefficients $C_{1,2}$ there as:

$$C_{1,2}^{(in)} \rightarrow C_{1,2}^{(in)} \sqrt{\frac{n!}{(n-l)!}}, \quad (43)$$

and using the property of the confluent hypergeometric function,

$$F(l-n, l+1, \rho) = l! Q_{n-l}^l(\rho) / n!.$$

For the wave function outside the star one must use the outgoing wave solution in vacuum given in Eq. (63), i.e.

$$u_a^{(out)}(r, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} C_1^{(out)} H_{l-1}^{(1)}(p_\perp r) e^{i(l-1)\phi} \\ i C_2^{(out)} H_l^{(1)}(p_\perp r) e^{il\phi} \end{pmatrix}, \quad (44)$$

where $H_l^{(1)}$ are Hankel functions of the first kind and $p_\perp = \sqrt{E^2 - p_z^2 - m_a^2}$ is the momentum perpendicular to the rotation axis.

The coefficients $C_{1,2}^{(in)}$ and $C_{1,2}^{(out)}$ are related due to the continuity of the wave functions (41) and (44) at the neutron star surface, $u_{a,k}^{(in)}(R, \phi) = u_a^{(out)}(R, \phi)$. Eqs. (42), (59), (66) completely define the coefficients for the solution corresponding to an unbound wave function.

As mentioned above, neutrinos could form bound states inside a neutron star, provided the energy is small enough. In those cases the energy (39) assumes discrete values, because otherwise the wave function would diverge before reaching the edge of the star. In Fig.1 we present an example of wave function [see Eq.(40)] for $l = 10$ and $s = 15$ (solid line). It can be seen that the solution is a rapidly oscillating function in the inner regions and approaches zero for large radii.

We also present in Fig. 1 the wave functions for $l = 10$ and $s = 15.1$ (dashed line) as well as for $l = 10$ and $s = 14.9$ (dash-dot line), showing the divergence at large radii.

From the fact that $E_n^{(a)+}$ can be negative for a medium dominated by neutrons, as seen in Eq. (39), neutrinos of low kinetic energy can form bound states inside the star. On the other hand, antineutrinos cannot be bound because in their case the potential is repulsive. Limiting the analysis to $p_z = 0$ only, the energy spectrum for the bound states is discrete. The maximum value of " n " for bound states can be estimated with the equation $E_n^{(a)+} = 0$,

$$n \leq \frac{V_a}{4\Omega}. \quad (45)$$

This condition is independent from (but consistent with) the condition that the wave function should not diverge before reaching the star radius. The position of the last maximum in the wave function is approximately at $\rho_{crit} \sim 2(n + s)$, and this point should be inside the star, i.e. $\rho_{crit} < V_a \Omega R^2$, where R is the star radius (remember the definition $\rho = V \Omega r^2$). This condition means $n < V_a \Omega R^2 / 2$.

We can estimate the index " n " in these bounds for the case of a neutron star. Taking a reference value for the neutron density $n_n = 10^{38} \text{ cm}^{-3}$ (close to nuclear density), we get a potential $V_a \sim 7 \text{ eV}$. This is much larger than the natural neutrino masses expected from oscillation experiments, so the mass in Eq. (39) and Eq. (45) is indeed negligible. Now, for the angular speed Ω , we can take the Keplerian angular velocity $\Omega_{max} = \sqrt{GM/R^3}$ (see [20]) as a rough upper limit. Taking $M = 1.5M_\odot$ and $R = 10 \text{ km}$ one obtains for $\Omega_{max} \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ (typical values are two or more orders of magnitude smaller). Eq. (45) then gives $n \sim 10^{11}$, a rather large number of bound states as well as nodes within the star. On the other hand, the condition for the wave function to fade before reaching the edge, $n < V_a \Omega R^2 / 2$, gives also $n \sim 10^{11}$.

The particles inside the neutron star can be created in the form of neutrino-antineutrino pairs [2]. The fact that low energy neutrinos can be trapped by the star and antineutrinos will be accelerated out of the star makes it possible the

existence of the low energy antineutrinos luminosity.

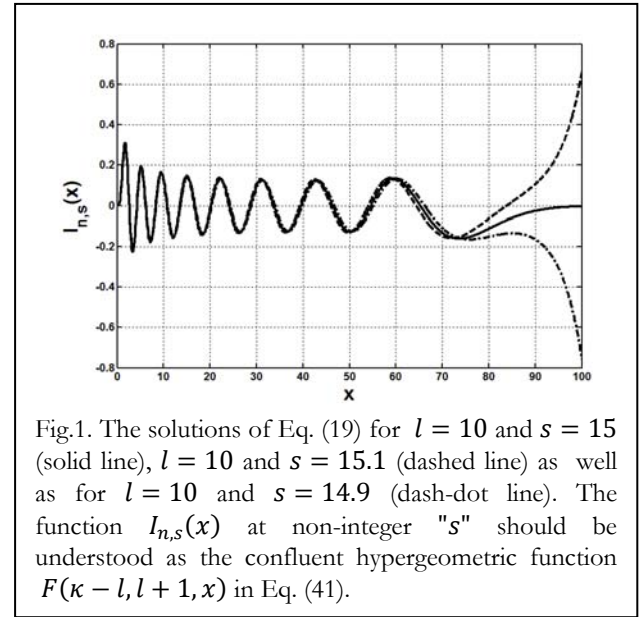


Fig.1. The solutions of Eq. (19) for $l = 10$ and $s = 15$ (solid line), $l = 10$ and $s = 15.1$ (dashed line) as well as for $l = 10$ and $s = 14.9$ (dash-dot line). The function $I_{n,s}(x)$ at non-integer " s " should be understood as the confluent hypergeometric function $F(\kappa - l, l + 1, x)$ in Eq. (41).

The validity of the wave function method has one main drawback concerning wave coherence: it must be assumed that incoherent scattering can be neglected all over the star. This is particularly unlikely if the number of nodes is as large as 10^{11} . Another drawback of this treatment concerns neutrino production: most neutrinos are produced with energies much larger than a few electron-Volts, and again, the production is in general an incoherent process.

6. EFFECT OF ROTATION ON FLAVOR MIXING OF LOW ENERGY NEUTRINOS

So far we have neglected the off-diagonal elements of Eq. (6) which mix the neutrino mass states. Let us now include them as perturbations to study the effect of rotation in the mixing of neutrino flavors. The general solution of Eq. (7) can be stated in the following form (see also [11]):

$$\begin{aligned} \eta_a(r, \phi, t) &= \sum_{n,s=0}^{\infty} (a_{ns}^{(a)} u_{a,ns}^+(r, \phi) \exp[-iE_n^{(a)+} t] \\ &+ b_{ns}^{(a)} u_{a,ns}^-(r, \phi) \exp[-iE_n^{(a)-} t]), \quad a = 1, 2. \end{aligned} \quad (46)$$

In Eq.(46) we consider the full state as an expansion in the eigenstates with time-dependent coefficients $a_{ns}^{(a)}(t)$ and $b_{ns}^{(a)}(t)$, requiring the expansion to satisfy the evolution equation (7), and imposing the initial condition that the

neutrino wavefunctions at $t = 0$ are of flavor $\beta = e$ only.

Substituting the solution into Eq. (7) and using orthonormality of the spinors in Eq. (40) we obtain the following set of ordinary differential equations for the functions $a_{ns}^{(a)}(t)$:

$$i \frac{d}{dt} a_{ns}^{(a)}(t) = \sum_{n',s'=0}^{\infty} \left\{ \left\{ \int u_{a,ns}^{+\dagger}(\mathbf{r})(g_{ab}^{\mu} \bar{\sigma}_{\mu}) u_{b,n's'}^{+}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} \right\} \right. \\ \times \exp[i(E_n^{(a)+} - E_{n'}^{(b)+})t] a_{n's'}^{(b)}(t) \\ \left. + \left\{ \int u_{a,ns}^{+\dagger}(\mathbf{r})(g_{ab}^{\mu} \bar{\sigma}_{\mu}) u_{b,n's'}^{-}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} \right\} \right. \\ \times \exp[i(E_n^{(a)+} - E_{n'}^{(b)-})t] b_{n's'}^{(b)}(t) \Big\}, \quad a \neq b, \quad (47)$$

and a similar set of equations for $b_{ns}^{(a)}(t)$.

Now, since we are interested in the neutron star matter, we can assume densities close to nuclear matter or above, dominated by neutrons ($n_e \ll n_n$). Within this approximation, the spinor products in Eq. (47) can be easily calculated,

$$\int u_{a,ns}^{+\dagger}(\mathbf{r})(g_{ab}^{\mu} \bar{\sigma}_{\mu}) u_{b,n's'}^{+}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} \\ = \int u_{a,ns}^{-\dagger}(\mathbf{r})(g_{ab}^{\mu} \bar{\sigma}_{\mu}) u_{b,n's'}^{-}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} \\ \approx g_{12}^0 \delta_{ll'} \delta_{ss'} - \frac{g_{12}^0}{2} \sqrt{\frac{\Omega}{V}} \delta_{ll'} (2\delta_{ss'} \sqrt{n} - \sqrt{s+1} \delta_{s,s'-1} \\ - \sqrt{s} \delta_{s,s'+1}), \\ \int u_{a,ns}^{+\dagger}(\mathbf{r})(g_{ab}^{\mu} \bar{\sigma}_{\mu}) u_{b,n's'}^{-}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} \\ = \int u_{a,ns}^{-\dagger}(\mathbf{r})(g_{ab}^{\mu} \bar{\sigma}_{\mu}) u_{b,n's'}^{+}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} \\ \approx -\frac{g_{12}^0}{2} \sqrt{\frac{\Omega}{V}} \delta_{ll'} (\sqrt{s} \delta_{s,s'+1} \\ - \sqrt{s+1} \delta_{s,s'-1}), \quad (48)$$

where $l = n - s$, $l' = n' - s'$, g_{12}^0 is the potential that mixes neutrino types, given in Eq.(6), and $V = G_F n_n / \sqrt{2}$ is the approximation of $V_1 \sim V_2$ neglecting the electron density n_e . Here we must keep terms linear in n_e , otherwise g_{12}^0 would vanish, and the case of mixing would become trivial. To linear order in n_e , we can take the arguments of the Laguerre functions in Eq. (40) to be equal, $\rho_1 = \rho_2$, neglecting n_e in Eq. (8). To derive these results we used the properties (21) and (22) of the Laguerre functions, given in Eq. (22).

The time evolution for $a_{ns}^{(a)}(t)$ given in Eq. (47), which is due to the flavor off-diagonal perturbation, has contributions from many levels $\{n, s\}$, making a general analysis rather complicated. One simplification occurs if we disregard neutrino-antineutrino creation or annihilation, which means no transitions between u^{+} and u^{-} states. In what follows we disregard antineutrinos, so we neglect the coefficients $b_{ns}^{(a)}(t)$ altogether. Another simplification arises if we consider wave packets very narrow in energy, so that only the nearest states are involved. A final simplification occurs in the case $s \gg l$, where level transitions are negligible, thus reducing the problem to solving a two-state quantum system.

The situation $s \gg l$, occurs when the neutrino angular momentum at emission is small, corresponding to wave functions which are large near the center of the neutron star. In this case the coefficients $a_{ns}^{(a)}(t)$ are, in practice, functions of just one quantum number s , since $s = n - l$ while l is negligible. Assuming $a_s^{(a)}$ depend smoothly on s , i.e. $a_s^{(a)} \approx a_{s \pm 1}^{(a)}$, and using Eq. (39), we get an evolution equation of the form,

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \tilde{a}_s^{(1)} \\ \tilde{a}_s^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega/2 & \Delta \\ \Delta & -\omega/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{a}_s^{(1)} \\ \tilde{a}_s^{(2)} \end{pmatrix},$$

$$\tilde{a}_s^{(1)} = a_s^{(1)} e^{-i\omega t/2}, \quad \tilde{a}_s^{(2)} = a_s^{(2)} e^{i\omega t/2}, \quad (49)$$

where

$$\omega = E_s^{(1)+} - E_s^{(2)+} \\ = V_2 - V_1 + \sqrt{4V_1 \Omega s + m_1^2} \\ - \sqrt{4V_2 \Omega s + m_1^2}, \\ \Delta = g_{12}^0 \quad (50)$$

Since, for non-bound states, S is a very large and continuous variable, we can define a continuous “momentum” variable inside the medium, $p_{eff} = \sqrt{4V\Omega s}$, chosen to be the same for both neutrino types, as it is usually done in the treatment of non-rotating media [21]. In terms of more conventional quantities, Δ and ω are then

$$\omega = \frac{\delta m^2}{2p_{eff}} - \sqrt{2} G_F n_e \cos 2\theta, \quad \Delta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} n_e \sin 2\theta. \quad (51)$$

In Eqs. (50) and (51) we take into account the non-zero masses of the neutrino mass eigenstates

$m_{1,2}$ and use the standard notation $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. As one can see, Eqs. (49) and (51) are practically independent of the rotation velocity Ω , and so the evolution equation reduces to the known case of neutrino oscillations in non-moving background matter.

For the rotation to have any significant effect on neutrino flavor oscillations the linear velocities of the matter motion should reach very high values. For the realistic angular velocities of pulsars $\sim 10^3 \text{ s}^{-1}$ and a neutron star with radius of $\sim 10 - 20 \text{ km}$ the matter velocity can be about 0.1, which is not enough to significantly change the transition probability. Therefore the effect potentially interesting from the phenomenological point of view is the trapping of low energy neutrinos discussed in Section 5.

7. CONCLUSION

Summarizing we mention that we studied neutrino flavor oscillations in rotating matter. The analysis was carried out in frames of the relativistic quantum mechanics. We used the exact solutions of the wave equation for a neutrino weakly interacting with inhomogeneously moving matter to solve the initial condition problem for the system of mixed flavor neutrinos. Note that the use of the relativistic quantum mechanics method [11] is essential in describing neutrino flavor oscillations since it takes into account the coordinate dependence of the neutrino wave functions (40). It was possible to derive the Schrödinger like evolution equation for the two component neutrino wave function for the important case of neutrinos with small angular momentum. This situation corresponds to the particles emitted close to the central region of a neutron star. It was found that rotation does not change the dynamics of neutrino flavor oscillations, i.e. the quantum mechanical description of neutrino oscillations is insensitive to the rotation of background matter.

We have studied the possibility for the existence of neutrino bound states inside a neutron star. The cases of neutrinos and antineutrinos are different. We revealed that low energy neutrinos can be trapped by the rotating neutron star whereas antineutrinos always escape. The applicability of the relativistic quantum mechanics method was analyzed. Despite this approach allows one to account for the

interaction with external fields exactly it cannot be used for the description of the evolution of high energy neutrinos in dense rotating matter since these particles experience many incoherent collisions and it is difficult to form the coherent cylindrical wave inside a star. It means that the relativistic quantum mechanics is applicable for later stages of the neutron star evolution when one can neglect the multiple neutrino collisions with background matter.

Acknowledgments

The work has been supported by Conicyt (Chile), Programa Bicentenario PSD-91-2006 and by FAPESP (Brazil). The author is thankful to C.O. Dib and J. Maalampi for helpful discussions.

APPENDIX. Solution to the wave equation for a neutrino in vacuum in cylindrical coordinates

In this Appendix we find the solution of the wave equation for a neutrino in vacuum in cylindrical coordinates. In the chiral basis for the Dirac γ -matrices [see Eq. (10)] the Dirac field $\psi(x)$ is expressed in terms of two 2-component chiral fields, $\eta(x)$ and $\xi(x)$ as $\psi^T = (\xi, \eta)$. In cylindrical coordinates (r, ϕ, z) , the spinors ξ and η satisfy the differential equations

$$\begin{aligned} i\dot{\xi} &= (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\xi - m\eta, \\ i\dot{\eta} &= -(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})\eta - m\xi. \end{aligned} \quad (52)$$

We look for stationary solutions of Eq. (52), which must be of the form,

$$\begin{aligned} \xi(\mathbf{r}, t) &= e^{-i(Et - p_z z)} w(r, \phi), \quad \eta(\mathbf{r}, t) \\ &= e^{-i(Et - p_z z)} u(r, \phi), \end{aligned} \quad (53)$$

where E is the energy and p_z is the z component of the neutrino momentum. We can separate the variables (r, ϕ) introducing radial functions $G_{1,2}(r)$ and $F_{1,2}(r)$

$$\begin{aligned} w_1(r, \phi) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i(l-1)\phi} G_1(r), \quad w_2(r, \phi) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{il\phi} G_2(r), \\ u_1(r, \phi) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{i(l-1)\phi} F_1(r), \quad u_2(r, \phi) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{il\phi} F_2(r), \end{aligned} \quad (54)$$

where l measures the z -component of the orbital angular momentum. For the radial functions $G_{1,2}$ and $F_{1,2}$ we obtain the system of the differential equations,

$$\begin{aligned} (E - p_z)G_1 + i\left(\partial_r + \frac{l}{r}\right)G_2 &= -mF_1, \\ (E + p_z)G_2 + i\left(\partial_r - \frac{l-1}{r}\right)G_1 &= -mF_2, \\ (E + p_z)F_1 - i\left(\partial_r + \frac{l}{r}\right)F_2 &= -mG_1, \\ (E - p_z)F_2 - i\left(\partial_r - \frac{l-1}{r}\right)F_1 &= -mG_2. \end{aligned} \quad (55)$$

The solutions of Eq. (55) can be given in terms of Bessel functions. For standing waves that are regular at the origin, the functions $\omega(r, \phi)$ and $u(r, \phi)$ are

$$\begin{aligned} w(r, \phi) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} B_1 J_{l-1}(p_\perp r) e^{i(l-1)\phi} \\ i B_2 J_l(p_\perp r) e^{il\phi} \end{pmatrix}, \\ u(r, \phi) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} C_1 J_{l-1}(p_\perp r) e^{i(l-1)\phi} \\ i C_2 J_l(p_\perp r) e^{il\phi} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (56)$$

where $p_\perp^2 = E^2 - p_z^2 - m^2$, $B_{1,2}$ and $C_{1,2}$ are the undefined coefficients.

Using the identity for the Bessel functions,

$$\begin{aligned} J'_l(x) + \frac{l}{x} J_l(x) &= J_{l-1}(x), & J'_{l-1}(x) - \frac{l-1}{x} J_{l-1}(x) \\ &= -J_l(x), \end{aligned} \quad (57)$$

and Eq. (55) we find that the coefficients $B_{1,2}$ and $C_{1,2}$ obey the system of the following algebraic equations:

$$\begin{aligned} (E - p_z)B_1 - p_\perp B_2 &= -mC_1, \\ (E + p_z)B_2 - p_\perp B_1 &= -mC_2, \\ (E + p_z)C_1 + p_\perp C_2 &= -mB_1, \\ (E - p_z)C_2 + p_\perp C_1 &= -mB_2. \end{aligned} \quad (58)$$

In the limit of the small neutrino mass one can see that the equations for $B_{1,2}$ and $C_{1,2}$ decouple giving one relation only for the coefficients $C_{1,2}$,

$$\sqrt{E + p_z}C_1 + \sqrt{E - p_z}C_2 = 0, \quad (59)$$

Normalizing the wave function as

$$\int_0^\infty d^2\mathbf{r} u_{E,l}(r, \phi)^\dagger u_{E',l'}(r, \phi) = E \delta(E - E') \delta_{ll'}, \quad (60)$$

and using the integral property of Bessel functions

$$\int_0^\infty dr r J_l(kr) J_l(k'r) = \frac{1}{k} \delta(k - k'), \quad (61)$$

one finds that the coefficients $C_{1,2}$ also must satisfy the relation

$$C_1^2 + C_2^2 = E^2. \quad (62)$$

Instead of standing waves like Eq. (56), we can have outgoing waves. These solutions are similar, but in terms of Hankel functions of the first kind, $H_l^{(1)}(x)$,

$$u(r, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \begin{pmatrix} C_1 H_{l-1}^{(1)}(p_\perp r) e^{i(l-1)\phi} \\ i C_2 H_l^{(1)}(p_\perp r) e^{il\phi} \end{pmatrix}. \quad (63)$$

The Hankel functions have the asymptotic behavior of outgoing radial waves in the two dimensional plane

$$H_l^{(1)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \exp \left[i \left(x - \frac{\pi l}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (64)$$

Instead of the normalization (60) one has to define the particle flux at large distances, j_∞ . For a radial flow in two dimensions, the flux of particles through a circle of the large radius r has the form,

$$j_\infty = \lim_{r \rightarrow \infty} \int_0^{2\pi} r d\phi u^\dagger(r, \phi) u(r, \phi), \quad (65)$$

where we have assumed relativistic particles. From this expression, one can derive norm for the coefficients $C_{1,2}$,

$$C_1^2 + C_2^2 = \frac{\pi E j_\infty}{2}. \quad (66)$$

On the other hand, the relation (59) is still valid for the wave function (63).

REFERENCES

- Giunti C., and Kim C.W., **Fundamentals of neutrino physics and astrophysics**, Oxford, Oxford University Press, 2007, pp. 511 – 539.
- Yakovlev D.G., Neutrino emission from neutron stars, **Phys. Rep.**, 2001, v. 354, p.1 (Arxiv: astro-ph/0012122).
- Kusenko A. and Segre, G., Velocities of pulsars and neutrino oscillations, **Phys. Rev. Lett.**, 1996, v. 77, p. 4872 (Arxiv:hep-ph/9606428).
- Mikaelian K.O., New mechanism for slowing down the rotation of dense stars, **Astrophys. J.**, 1977, v. 214,

- p.L22; Epstein R., Neutrino angular momentum loss in rotating stars, **Astrophys. J.**, 1978, v.219, p.L39; Dvornikov M., Dib C., Spin-down of neutron stars by neutrino emission, **Phys. Rev.**, 2010, v. D82, p. 043006 (Arxiv:0907.1445 [astro-ph]).
5. Ringwald A., Wong Y.Y.Y., Gravitational clustering of relic neutrinos and implications for their detection, **JCAP**, 2004, v. 0412, p. 005 (Arxiv:hep-ph/0408241).
 6. Kapusta J., Neutrino superfluidity, **Phys. Rev. Lett.**, 2004, v.93, 251801 (Arxiv:hep-th/0407164); Bhatt J.R., Sarkar U., Majorana neutrino superfluidity and stability of neutrino dark energy, **Phys. Rev.**, 2009, v. D80, 045016 (Arxiv:0805.2482 [hep-ph]).
 7. Dvornikov M., Neutrino spin oscillations in gravitational fields, **Int. J. Mod. Phys.**, 2006, v. D15, p. 1017(Arxiv:hep-ph/0601095).
 8. Guha Thakurta S.N., Neutrino trapping in rotating matter, **J. Phys.**, 1978, v. A11, p. 2213.
 9. Loeb A., Bound neutrino sphere and spontaneous neutrino pair creation in cold neutron stars, **Phys. Rev. Lett.**, 1990, v.64, p.115; Kiers K., Weiss N., Coherent neutrino interactions in a dense medium, **Phys. Rev.**, 1997, v. D56, p. 5776 (Arxiv:hep-ph/9704346).
 10. Grigoriev A.V., Savochkin A.M., Studenikin A.I., Quantum states of the neutrino in a non-uniformly moving medium, **Russ. Phys. J.**, 2007, v. 50, p. 845; Studenikin A.I., Method of wave equations exact solutions in studies of neutrinos and electrons interaction in dense matter, **J. Phys.**, 2008, v. A41, p. 164047 (Arxiv:0804.1417 [hep-ph]).
 11. Dvornikov M., Evolution of coupled classical fields, **Phys. Lett.**, 2005, v. B610, p. 262, 2005 (Arxiv:hep-ph/0411101);
 12. Evolution of coupled fermions under the influence of an external axial-vector field, **Eur. Phys. J.**, 2006, v. C47, v.437 (Arxiv:hep-ph/0601156);
 13. Neutrino oscillations in matter and in twisting magnetic fields, **J. Phys.**, 2008, v. G35, p. 025003 (Arxiv:0708.2328 [hep-ph]);
 14. Neutrino flavor oscillations in background matter, **J. Phys. Conf. Ser.**, 2008, v. 110, 082005 (Arxiv:0708.2975 [hep-ph]);
 15. Evolution of mixed particles interacting with classical sources, **Phys. Atom. Nucl.**, 2009, v. 72, p. 116 (Arxiv:hep-ph/0610047);
 16. Dvornikov M., Maalampi J., Evolution of mixed Dirac particles interacting with an external magnetic field, **Phys. Lett.**, 2007, v. B657, p. 217 (Arxiv:hep-ph/0701209);
 17. Oscillations of Dirac and Majorana neutrinos in matter and a magnetic field, **Phys. Rev.**, 2007, v. D79 113015(Arxiv:0809.0963 [hep-ph]).
 18. Balantsev I., Popov Yu., Studenikin A. Neutrino magnetic moment and neutrino energy quantization in rotating media, **Nuovo Cim.**, 2009, v. C32, p. 53 (Arxiv:0906.2391 [hep-ph]).
 19. Mohapatra R.N., Pal P.B., **Massive neutrinos in physics and astrophysics**, Singapore, World Scientific, 2004, pp. 96-101.
 20. Dvornikov M., Studenikin A., Neutrino spin evolution in presence of general external fields, **JHEP**, 2002, v. 09, p. 016 (Arxiv:hep-ph/0202113).
 21. Lobanov A.E., Studenikin A.I., Neutrino oscillations in moving and polarized matter under the influence of electromagnetic fields, **Phys. Lett.**, 2001, v. B515, p. 94(Arxiv:hep-ph/0106101).
 22. Itzykson C., Zuber J.B., **Quantum field theory**, NY, McGraw-Hill, 1980.
 23. Sokolov A.A., Ternov I.M., **Relativistic electron**, Moscow, Nauka, 1974, pp. 263-277.
 24. See p. 282 in Ref. [17].
 25. Bagrov V.G., et al., in **Radiation theory of relativistic particles** (ed. by V.A. Bordovitsyn), Moscow, Fizmatlit, 2002, p. 168.
 26. Ghosh P., **Rotation and accretion powered pulsars**. Singapore, World Scientific, 2007, pp. 212-214.
 27. The arbitrary choice of having the same momentum (and different energies), or vice versa, for a coherent beam of two or more neutrino types, is justified because it gives the same result as the more rigorous treatment of using wave packets with a small spread in momentum (and energy), in the case of relativistic particles with very small masses.

ФЛЕЙВОРНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

М.С. Дворников

В работе рассмотрена эволюция нейтринной системы во вращающейся среде. Предполагается, что нейтрино являются массивными частицами с ненулевым смешиванием между различными поколениями. Кроме того, учтено, что нейтрино взаимодействуют с фермионами среды посредством электрослабых сил. Найдены решения волнового уравнения для массовых состояний нейтрино в среде. Обсуждается проблема связанных состояний нейтрино и флейворных осцилляций. Также получен аналог квантовомеханического уравнения эволюции для системы двух нейтринных поколений во вращающейся среде и проанализировано его решение для специфических начальных условий для волновых функций нейтрино.

Ключевые слова: точные решения волновых уравнений, нейтринные осцилляции, вращающиеся среда

FIRLANAN MÜHİTDƏ NEYTRİNONUN FLEYVOR OSSİLYASIYALARI

M.S. Dvornikov

Məqalədə fırlanan mühitdə neytrino sisteminin evolyusiyası tədqiq olunub. Neytrintonun, növlər-arası sıfırdan fərqli cırlaşmaya malik, kütləyə malik olan zərrəciklər kimi olması fərz olunur. Bundan başqa, neytrintonun mühitdə, elektro-zəif qüvvələr vasitəsilə, fermionlar ilə qarşılıqlı təsirdə olması nəzərə alınıb. Mühitdə neytrintonun kütlə halları üçün dalğa tənliyinin həlləri tapılıb. Neytrino və fleyvor ossilyasiyaları rabitəli halları müzakirə olunub. Fırlanan mühitdə, iki növ neytrino sistemi üçün evolyusiya tənliyinin kvant-mexaniki analoqu alınmış və neytrintonun dalğa funksiyasının spesifik başlanğıc şərtləri nəzərə alınmaqla, onun həllinin analizi verilmişdir.

Aparıcı sözlər: dalğa tənliyinin dəqiq həlləri, neytrino ossilyasiyaları, fırlanan mühit

СИНХРОННЫЙ МОНИТОРИНГ УФ-СПЕКТРА RY TAU

© 2011. Н.З. Исмаилов^{1,2}, А.Н. Адыгезалзаде¹, Г.Р. Бахаддинова²¹ Бакинский Государственный Университет² Шамахинская Астрофизическая Обсерватория НАН Азербайджана
(e-mail: box1955n@yahoo.com)

Приводятся результаты 10-летнего синхронного мониторинга UBV -блеска и эмиссионного дублета $MgII \lambda 2800 \text{ \AA}$ в УФ-спектре звезды RY Tau. Несмотря на значительную переменность блеска в 1983–1984 гг., эмиссионный дублет $MgII \lambda 2800 \text{ \AA}$ не показал синхронного изменения с фотометрическими данными. По двум сериям синхронных фотометрических и УФ-спектральных наблюдений показано, что при монотонном увеличении и ослаблении блеска наблюдается неоднозначное изменение интенсивности эмиссионной линии. Впервые обнаружена периодическая переменность интенсивности эмиссионной линии с периодом 23 дня.

Ключевые слова: звезды, околозвездная материя, нестационарность, RY Tau

ВВЕДЕНИЕ

RY Tau является одной из классических звезд типа Т Тельца. После необычного увеличения блеска в V-полосе от 11^m до 9^m в 1983–1984 гг. [1, 2], интерес к фотометрическим и спектральным исследованиям этой звезды значительно возрос. Из анализа фотографических данных 1900–1955 гг. были выявлены два типа переменности блеска: 1) переменность с характерным временем около 10 лет и амплитудой 2^m – 3^m ; 2) переменность с характерным временем около года с амплитудой до 1^m [3]. Сводная кривая блеска, охватывающая интервал 1965–1985 гг., была проанализирована Хербстом [4], который нашел изменение блеска звезды с периодом более 20 лет. В дальнейшем поиски каких-либо периодических изменений блеска, как с кратковременным, так и с долговременным периодом, не увенчались успехом. Так, в наблюдениях Хербста и др. [5] обнаружены фотометрические периоды 5.6 суток (с достоверностью всего 10%) и 66 суток. В последующей работе [6] показано, что из-за частых иррегулярных изменений блеска звезды существование этих периодов по фотоэлектрическим наблюдениям не подтверждается. К тому же, звезда имеет относительно большую скорость осевого вращения - $v \sin i = 50 \text{ км/сек}$ [7, 8], поэтому период 66 суток не может быть реальным периодом осевого вращения.

Выполненный Зайцевой [9] детальный анализ кривой блеска звезды по данным 1965–1980 гг. показал, что наблюдается периодическая переменность блеска с периодом 5.84 года и имеются также более длинные периоды. Показатели цвета меняются независимо от блеска, причем в отдельные сезоны при повышении блеска показатели цвета могут увеличиваться или уменьшаться. Там же показано, что зависимость степени поляризации от блеска носит немонотонный характер. Наибольшая поляризация наблюдается при минимальном и максимальном уровне блеска звезды.

В разных состояниях блеска показатели цвета звезды почти не меняются. Зависимость блеска от цвета подробно не изучена, хотя в отдельные моменты наблюдается некоторая аналогия со звездами UX Ori: при ослаблении блеска от $V=9.^m5$ до $10.^m0$ цвет слегка краснеет, а в более слабом состоянии голубеет [9–11].

Спектральный класс звезды определен как K1e IV–V (Li) [12] и K1 [13], а позже как G2 [14] и G0V [15]. Звезда имеет слабую степень вуалирования в видимой области спектра [16], а в фиолетовой части вуалирование не наблюдается [17]. Эквивалентная ширина линии H_α около $20 \text{ \AA}$, а линия H_β находится либо частично в эмиссии, либо в абсорбции [15]. Профиль линии H_α показывает изменение со временем за сутки, имеется абсорбция в красном или фиолетовом крыле линии (см., например, [2, 15, 18]). По данным

разных авторов, сведения об изменении потока в линии H_{α} с изменением блеска противоречивы.

По сравнению с другими звездами типа Т Тельца, у RY Тау наблюдается относительно высокая степень поляризации (1–2%). Переменность линейной поляризации была впервые установлена в [19] и подтверждена в работе [20]. Зависимость линейной поляризации от длины волны говорит о том, что поляризация возникает в околозвездной пылевой оболочке, далеко от излучающего газа. Как показано в [21], степень поляризации растет при ослаблении блеска.

По данным [22], распределение энергии в спектре (РЭС) RY Тау имеет плоскую форму в ИК-диапазоне. Имеется также сильный избыток в миллиметровом континууме [23].

Петров и др. [24] приводят результаты комплексных наблюдений звезды при увеличении ее блеска в 1996 г. Авторы показали, что основной причиной переменности RY Тау может быть затмение звезды околозвездными газово-пылевыми облаками. Первые исследования УФ-спектра показали присутствие слабой эмиссии в линиях FeII [11]. В работе [24] показано, что при ослаблении блеска в V-полосе от $9.^m9$ до $10.^m8$ структура линии $MgII\lambda 2800 \text{ \AA}$ переходит от абсорбции к эмиссии. На основании анализа УФ-спектра звезды Ламзин [25] показал, что эмиссионные линии RY Тау не могут образовываться в гидростатически равновесной хромосфере, а причиной их образования является аккреция из околозвездного вещества.

По результатам фотометрических наблюдений 1985–1986 гг. в [26] было подтверждено существование периода 5.6 и 7.25 *дней*. Недавно, при поиске долговременных и кратковременных периодических изменений, Зайцева [27] провела анализ 30-летней UBV-кривой блеска по данным, полученным за 1965–2000 гг. В этой работе было подтверждено существование 2000-*дневного* долговременного цикла, который был выявлен ранее по результатам фотографических наблюдений [28]. В работе [27] подтверждается существование также периода 7.5 *дней*, но не выявляется период 5.6 *дней*, что автор

объясняет изменением фазы периода. Недавний наш анализ сводной кривой блеска звезды показал, что после события 1983/1984 гг. блеск звезды меняется с периодом 377 ± 10 *дней*, и сделано предположение о том, что это изменение связано с присутствием дополнительных тел в околозвездном окружении [29].

Согласно данным [30] в диапазоне 1.3 *мм* у RY Тау наблюдается удвоенная структура в пылевой эмиссии, что свидетельствует о разрешении двух компонент внутри структуры в 14 *а.е.* По мнению этих авторов, на расстоянии 15–50 *а.е.* от центральной звезды имеется планета с массой более 5 массы Юпитера.

В работе Исмаилова и др. [31] показано, что сводные кривые блеска некоторых звезд типа Т Тельца можно объяснить одновременным действием 2–3 наиболее вероятных периодов. Построенная на их основе синтетическая кривая блеска удовлетворительно согласуется с наблюдениями. В настоящей работе нами исследован 10-летний мониторинг УФ-спектра по эмиссии дублета MgII.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В архиве IUE имеются спектры, которые были получены с помощью трех камер; первая из них охватывает диапазон 1175–2000 $\text{\AA}$ (Short Wavelength Prime - SWP), вторая и третья – 2000–3200 $\text{\AA}$ (Long Wavelength Prime – LWP и Long Wavelength Redundant - LWR). Спектральное разрешение составляет около 6 $\text{\AA}$. Такие спектрограммы нами были использованы для изучения временных изменений в спектре звезды. О методике обработки этих спектрограмм подробно изложено в работе [32]. Для RY Тау нами было обработано 15 спектрограмм SWP и 86 спектрограмм типа LWP и LWR, полученных в 1979–1990 гг.

Во избежание учета межзвездного покраснения в эмиссионных линиях спектра мы применяли классический метод обработки спектрограмм, в котором измерение производится в относительных единицах: после проведения уровня непрерывного спектра определялись центральные глубины

$(R_\lambda = 1 - \frac{I}{I_0})$ и полуширины ($\Delta\lambda_{1/2}$ – FWHM)

линий или бленд. Здесь I – абсолютный поток при вершине линии, I_0 – абсолютный поток на уровне континуума при основании линии. В таком измерении основная ошибка при измерении интенсивности линии возникает из-за неправильного проведения уровня непрерывного спектра. Поэтому, процедуру проведения непрерывного спектра мы выполняли очень тщательно, добиваясь постоянства проведения континуума через отдельные участки спектра. Центральные глубины линии R_λ измерялись с точностью не хуже 5 %. Так как полуширины линий $\Delta\lambda_{1/2}$ определяются с точностью $\pm 1.5 \text{ \AA}$ (для SWP камеры) и $\pm 3 \text{ \AA}$ (для LWP и LWR камер), вычисленные по этим параметрам эквивалентные ширины также дают большую ошибку измерений – до 15-20 %. Так как из-за низкого разрешения эквивалентные ширины определяются с относительно большой ошибкой, для дальнейшего анализа мы использовали глубины линий R_λ .

Нами были измерены центральные глубины и полуширины наиболее сильных эмиссионных линий. Среди наиболее сильных эмиссионных линий в области λ 2000-3000 $\text{\AA}$ имеются линии дублета MgII $\lambda\lambda$ 2795, 2802 $\text{\AA}$. Параметры этого дублета уверенно измерены по всем спектрограммам. Из-за низкой дисперсии этот дублет наблюдается как одна сильная эмиссия – MgII λ 2800 $\text{\AA}$. Результат измерений по дублету MgII λ 2800 $\text{\AA}$ составил 86 точек, и это является наибольшим массивом среди измеряемых линий. В настоящей работе приводим результаты анализа этого дублета.

На Рис.1 в верхней панели приведена V-кривая блеска звезды, взятая из архива [33], а на нижней панели приведена временная зависимость интенсивности R_λ для всего интервала наблюдений. Значения R_λ являются отрицательными для эмиссионной линии, но на Рис.1 и на последующих рисунках мы для простоты приводим модуль значений этого параметра. Как отсюда видно, несмотря на то, что кривая блеска хорошо демонстрирует увеличение активности в 1983-1984 гг., эмиссия дублета MgII λ 2800 $\text{\AA}$ не показала однозначную связь с этим событием.

Изменение интенсивности линии носит в целом иррегулярный характер, что является характерным для большинства звезд типа T Тельца.

Рассматриваемый спектральный материал в отдельные промежутки времени был получен с более плотным временным рядом. Это позволяет проследить быструю переменность эмиссионного спектра звезды. На Рис.2 нами приведены три более плотные по времени отдельные фрагменты из интервала наблюдений. Первый фрагмент был получен в 1983 г. (JD 2445623-2445630, данные [1, 33]). Это тот период времени, когда наблюдается увеличение блеска в 1983 гг. (Рис.1). В этом промежутке времени наблюдаются отдельные всплески вспыхивающего характера – увеличиваются интенсивности линий примерно в 3 раза.

Второй фрагмент был получен в 1988 г. (JD 2447224-2447244, данные [27, 33]), т.е. уже после события 1983 г., а третий фрагмент – в 1989 г. (JD 2447538-2447554, данные [33]). Интересно, что все три фрагмента, по характеру переменности и по амплитуде переменности, отличаются друг от друга. К наиболее активному состоянию можно отнести первый, а к наиболее спокойному, второй интервал времени. Эти результаты показали, что наблюдается также быстрая переменность интенсивности линии от ночи к ночи.

На Рис.3 приводится зависимость блеска и интенсивности эмиссионного дублета MgII λ 2800 $\text{\AA}$ для вышеуказанных временных интервалов. Как видно из Рис.3, в JD 2445623-2445630 наблюдается монотонное увеличение блеска на $\Delta V=0.2^m$, в то время как, среднее значение интенсивности линии увеличивается более чем в 2 раза. При JD 2447224-2447244 наблюдается уменьшение блеска на $\Delta V=0.2^m$, когда интенсивность спектральной линии монотонно растет примерно в два раза. В интервале JD 2447538-2447554 наблюдается быстрая иррегулярная переменность блеска и интенсивности линии без какой-либо закономерности.

Изменение V-значений блеска в указанные промежутки времени равны примерно 0.2^m , что соответствует изменению излучения в континууме около 1.2 раза.

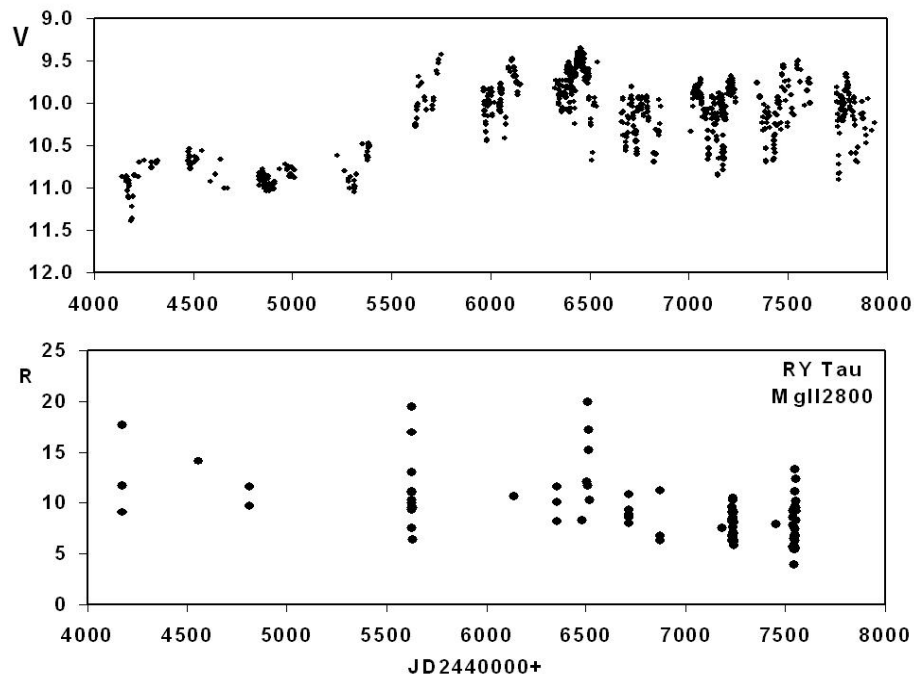


Рис.1. Зависимость V-значений блеска RY Tau (вверху) и переменность глубины (интенсивности) линии MgII $\lambda 2800$ Å в промежутке времени 2444000-2448000.

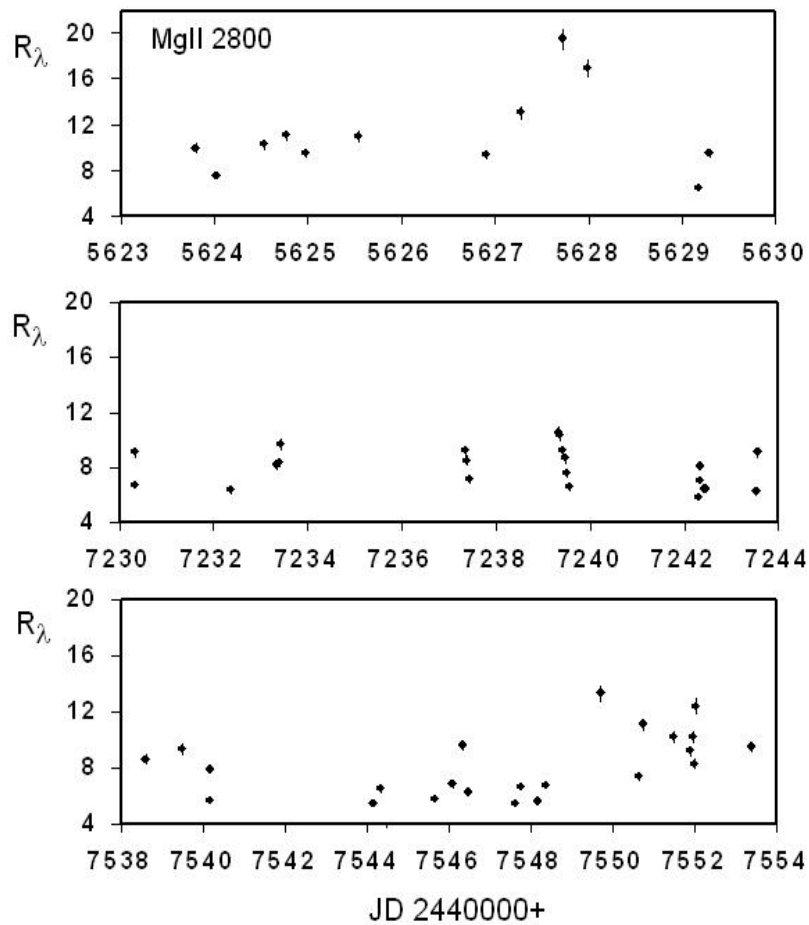


Рис.2. Суточная переменность глубины дублета MgII $\lambda 2800$ Å в трех разных фрагментах.

Однако излучение в эмиссионной линии изменяется в два раза. Это показывает, что механизм изменения блеска и эмиссионного спектра отличаются.

Полученный массив центральных глубин дублета $\text{MgII } \lambda 2800 \text{ \AA}$ был обработан методом Скаргла [34] на предмет периодичности. В периодограмме нами получено 5 наиболее значимых частот с достоверностью более 90% в интервале периодов 2-300 дней. В Табл.1 приведены частоты, величина спектра мощности и соответствующие значения полученных периодов. Свертки показали, что наиболее удовлетворительную картину периодичности можно получить по фазам периода $P = 23.26 \pm 0.06$ дней. Этот период является одним из наиболее вероятных среди первых 5 периодов, которые приведены в

Табл.1. Среди найденных наиболее вероятных периодов привлекает внимание и менее значимый период $7^{\text{d}}.8$ напоминающий период 7.25^{d} , полученный по анализу кривой блеска звезды [26, 27]. Однако, степень значимости последнего периода по спектральным данным является невысокой.

Заметим, что по данным Зайцевой [27] анализ кривой блеска дает близкие к этому значения изменение блеска с периодами 20 и 29 дней. На Рис.4 приведена фазовая кривая изменения интенсивности линии $\text{MgII } \lambda 2800 \text{ \AA}$ по всем измерениям. Как отсюда видно, наблюдается удовлетворительная картина периодичности.

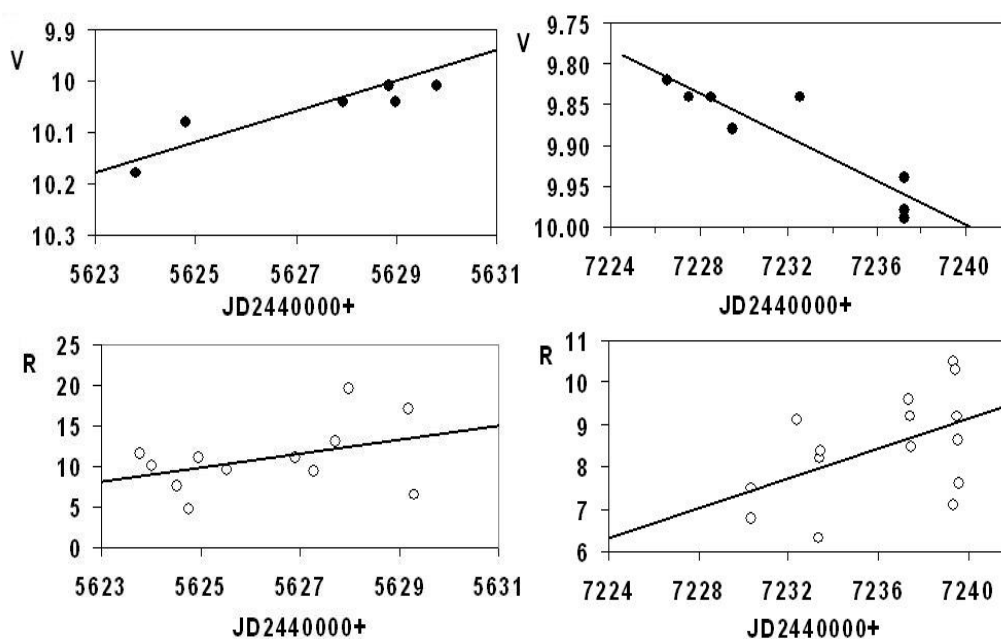


Рис.3. Изменение блеска и интенсивности линии $\text{MgII } \lambda 2800 \text{ \AA}$ для разных временных интервалов. Линии проведены линейным полиномом.

Табл.1. Результаты статистического Фурье анализа по данным линии $\text{MgII } \lambda 2800 \text{ \AA}$

№	Частота d^{-1}	Мощность, P	Период, d
1	0.00655	9.575	152.67
2	0.00455	10.552	219.78
3	0.0102	9.450	98.04
4	0.01895	9.380	52.77
5	0.04305	9.032	23.23
6	0.0691	7.42	14.47
7	0.0952	5.7	10.5
8	0.128	5.07	7.81

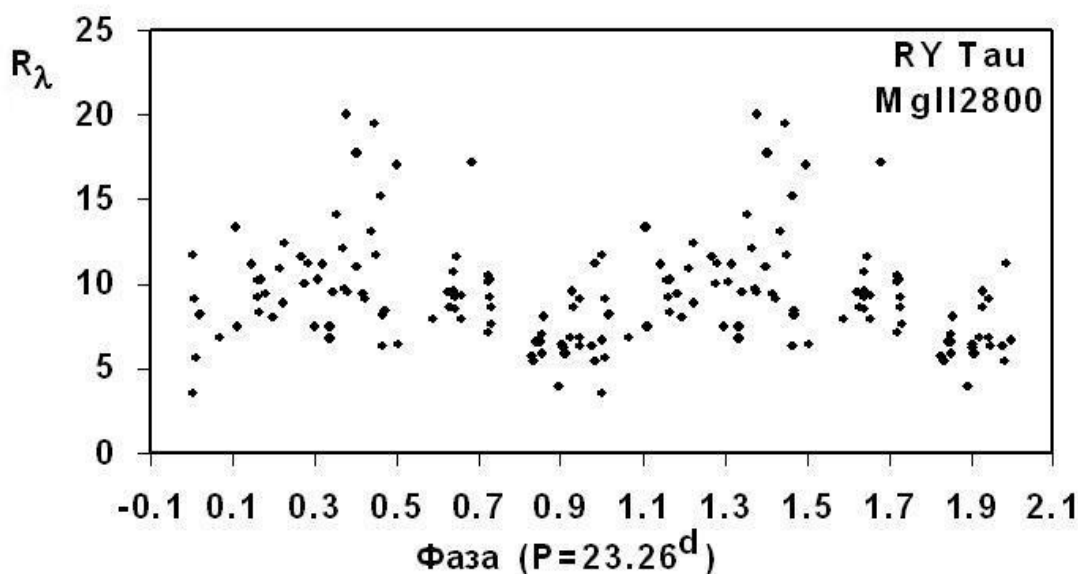


Рис.4.. Фазовая кривая интенсивности эмиссионного дублета MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наш анализ эмиссионного дублета MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$ показал, что невозможно однозначно говорить о какой-либо корреляции блеска и эмиссионного спектра звезды. Наблюдаются как быстрые, так и медленные изменения эмиссионного спектра. Более плотные ряды спектральных и фотометрических наблюдений показали, что при изменении блеска на $\Delta V = 0^m.2$, т.е. при изменении потока в 1.2 раза, интенсивность линии меняется в несколько раз. В двух различных сериях наблюдений в одном случае эмиссионный спектр с блеском синхронно возрастает (JD 2445623-2445630), а в другом случае (JD 2447224-2447244), убывает. Третий ряд таких наблюдений определенной корреляции эмиссионного спектра с блеском не обнаруживает. Это свидетельствует о том, что изменение спектра и блеска происходит независимо. Следовательно, становится ясно, почему в одном случае Холтсман и др. [35] получили уменьшение потока H_a при ослаблении блеска, а в другом случае, согласно Врба и др.[36] увеличение потока в H_a при ослаблении блеска звезды. Поиск периода по массиву эмиссионного дублета MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$ показал, что одним из наиболее вероятных периодов может быть 23.26 дней. Результаты анализа кривой блеска звезды также показали существование периодических

изменений блеска с периодами 20 и 29 дней [27].

Таким образом, изменение V-значений блеска и эмиссионного дублета MgII $\lambda 2800 \text{ \AA}$ показало что, невозможно однозначно говорить о какой-либо корреляции блеска и эмиссионного спектра звезды. Это свидетельствует о том, что переменность эмиссионного спектра и блеска имеют различную природу. Что касается причины таких изменений, то с учетом результатов, полученных в [29], мы склонны считать, что существующий период может быть результатом присутствия в системе RY Tau дополнительных еще несформировавшихся компонент.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики (Грант № EIF-2011-1(3)-82/31/1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Herbst W., Stine P.C., Photometric variations of Orion population stars. III - RY Tau, T Ori, NV Ori, and HH AUR, **Astron.J.**, 1984, v. 89, pp.1716-1720.
2. Зайцева Г.В., Колотилов Е.А., Петров П.П., Тарасов А.Е., Шенаврин В.И., Щербаков А.Г., Яркое состояние RY Tau - Спектроскопия и фотометрия, **Письма в АЖ**, 1985, т.11, сс.271-277.
3. Beck T.L., Simon M. The Variability of T Tauri, RY Tauri, and RW Aurigae from 1899 to 1952, **Astron.J.** 2001, v. 122, pp. 413-417.
4. Herbst W., T Tauri variables, **Publ.Astron.Soc.Pacif.**,

- 1986, v.98, pp.1088-1094.
5. Herbst W., Booth C.F., Koret D.L., Photometric variations of Orion population stars. V - A search for periodicities, **Astron.J.**, 1987, v.94, pp.137-149.
 6. Herbst W., Koret D.L., Rotation periods of four T Tauri stars, **Astron J.**, 1988, v.96, p.1949-1955.
 7. Hartmann L.W., Stauffer J.R., Additional measurements of pre-main-sequence stellar rotation. **Astron.J.**, 1989, v.97, pp. 873-880.
 8. Bouvier J. Rotation in TTS. II. Clues for magnetic activity, **Astron.J.** 1990, v.99, pp. 946-964.
 9. Zajtseva G.V. Color characteristics of irregular variable stars, **Astrofizika**, 1986, v.25, pp. 471-483.
 10. Gahm G.F., Gullbring E., Fischerstrom C., A decade of photometric observations of young stars - With special comments on periodicitieset, **Astron.Astrophys. Suppl.Ser.**, 1993, v.100, pp. 371-393.
 11. Eaton N.L., Herbst W., An Ultraviolet and Optical Study of Accreting Pre-Main-Sequence Stars: Uxors. **Astron.J.**, 1995, v.110, pp. 2369-2377.
 12. Herbig G.H. Radial velocities and spectral types of T Tauri stars, **Astron.J.**, 1977, v.214, pp. 747-758.
 13. Cohen M., Kuhl L.V., Observational studies of pre-main sequence evolution, **Astron.J.**, Suppl.Ser., 1979, v.41, pp.743-843.
 14. Cabrit S., Edwards S., Strom S.E., Strom K.M., Forbidden-line emission and infrared excesses in T Tauri stars, **Astron.J.**, 1990, v.354, pp. 687-700.
 15. Исмаилов З.А., Рустамов Б.Н., Наблюдение линии H α в период повышенного блеска звезды, **Письма в АЖ**, 1987, т.13, сс. 51-55.
 16. Hartigan P., Edwards S., Ghandour L., Disk Accretion and Mass Loss from Young Stars, **Astrophys.J.**, 1995, v.452, pp.736.
 17. Valenti J.A., Basri G., Johns C.M., T Tauri stars in blue. **Astron.J.**, 1993, v.106, pp.2024-2050.
 18. Johns C.M., Basri G., Hamilton Echelle Spectra of Young Stars. II. Time Series Analysis of H(α) Variations, **Astron.J.**, 1995, v.109, pp.2800-2816.
 19. Vardanyan R.A., The polarization of T and RY Tau. **Soobshch. Byurak Obs.**, 1964, v.35, p.23.
 20. Serkowski K., Changes in Polarization of T Tauri Stars, **Astrophys.J.**, 1969, v.156, pp. 55-57.
 21. Efimov Yu.S., Polarimetric Observations of RY Tauri and T Tauri, **Peremennye Zvezdy**, 1980, v.21, pp. 273-284.
 22. Bertout C., Basri G., Bouvier J., Accretion disks around T Tauri stars, **Astrophys.J.**, 1988, v.330, pp. 350-373.
 23. Beckwith S.V.W., Sargent A.L., Chini R.S., Gusten R., A survey for circumstellar disks around young stellar objects, **Astron.J.**, 1990, v.99, pp.924-945.
 24. Petrov P.P., Zajtseva G.V., Efimov Yu.S. et al., **Astron. Astrophys**, 1999, v.341, pp. 553-559.
 25. Ламзин С.А., Анализ HST УФ спектров звезд типа Т Тельца: RY Tau и HD 115043, **Письма в АЖ**, 2000, т.26, сс. 683-694.
 26. P. F. Chugainov, G. V. Zajtseva, and M. N. Lovkaya. Analysis of A 30-year series of photoelectric observations of RY. **Izvestiya KrAO** 1991, v.83, p.139-146.
 27. Г.В.Зайцева. Анализ 30-летнего ряда фотометрических наблюдений RY Tau.1. Поиск периодичности. **Астрофизика**, 2010, т.53, №2, с.212-226.
 28. Г. В. Зайцева, Т. Е. Курочкин, Долговременная периодическая переменность блеска RY Tau. **Астрон. Циркуляр**, 1980, №1126.
 29. Н.З.Исмаилов, А.Н.Адыгезалзаде, Анализ кривой блеска RY Tau, **Астрон. Журн. Азербайджана**, 2010, №1, с.5-14.
 30. Isella, J. M. Carpenter, and A. I. Sargent, Investigating Planet Formation in Circumstellar Disks: CARMA Observations of RY Tau and DG Tau. **Astrophys.J.** 2010, v.714, p.1746-1761.
 31. Исмаилов Н.З., Шустарев П.Н., Алимарданова Ф.Н., Алиева А.А., Поиск долгопериодических изменений блеска и спектра молодых звезд, **Астрон. Журн**, 2009, т.86, №7, сс. 694-701.
 32. Ismailov N.Z., Quliyev N.K., Khalilov O.V., Herbst.W. Periodic variability in the emission spectrum of T Tauri. **Astron.Astrophys.**, 2010, v. 511, p.131-138.
 33. Herbst W., Shevchenko V. S. A Photometric Catalog of Herbig AE/BE Stars and Discussion of the Nature and Cause of the Variations of UX Orionis Stars. **Astron.J.** 1999, v.118, p. 1043-1060.
 34. Scargle J.D. Studies In Astronomical Time Series Analysis. II. Statistical Aspects Of Spectral Analysis Of Unevenly Spaced Data. **Astron.J.** 1982, v.263, p. 835-853.
 35. J.A.Holtzmann, W.Herbst, J.Booth, A new classification scheme for T Tauri light curves, **Astron J.** 1986, v.92, p.1387-1395.
 36. F.J.Vrba, A.E.Rydgren, P.F.Chugainov, N.I.Shakovskaya, D.S.Zak., Further evidence for rotational modulation of the light from TTS. **Astrophys J.** 1986, v.306, p.199-214.

SYNCHRONICAL MONITORING UV SPECTRUM OF RY TAU

N.Z. Ismayilov, H.N. Adygezalzado, G.R. Bahaddinova

Results of 10-year synchronical monitoring of UBV –brightness and of the emission doublet $MgII \lambda 2800 \text{ \AA}$ in the UV spectrum of the star RY Tau are presented. Despite the considerable variability of brightness in 1983-1984, emission doublet $MgII \lambda 2800 \text{ \AA}$ showed no synchronous variation from UBV -photometric data. Two series of separate simultaneous photometric and UV spectroscopic observations showed that despite the monotonically increase and decrease of brightness there were observed no synchronous variability in the intensity of emission lines. The periodic variability of the intensity with a period of 23 days was detected.

Key words: stars, circumstellar matter, nonstationarity, RY Tau

RY TAU ULDUZUNUN UB SPEKTRİNİN SİNHRON MONİTORİNQİ

N.Z. İsmayilov, H.N. Adıgözəlzadə, G.R. Bəhəddinova

RY Tau ulduzunun UBV -parlaqlığının və UB spektrində $MgII \lambda 2800 \text{ \AA}$ dubletinin şüalanma spektrinin 10-illik sinxron müşahidəsinin nəticəsi verilmişdir. 1983/1984-cü illərdə parlaqlığın ciddi dəyişməsinə baxmayaraq, $MgII \lambda 2800 \text{ \AA}$ şüalanma dubletinin dəyişməsi fotometrik ölçmələrlə sinxron dəyişmə göstərmir. İki ayrıca alınmış sinxron fotometrik və UB-spektral müşahidə göstərdi ki, parlaqlıq monoton artıb-azaldığı halda, şüalanma xəttinin intensivliyi bununla birmənalı sinxron dəyişmə göstərmir. İlk dəfə şüalanma xəttinin intensivliyinin 23 günlük periodla dəyişməsi aşkar olunmuşdur.

Aparıcı sözlər: ulduzlar, ulduzatrafi maddə, qeyri-stasionarlıq, RY Tau

HD21291 (B9Ia) ULDUZU ATMOSFERİNİN TƏDQIQI

© 2011. Y.M. Məhərrəmov

*AMEA N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası
(e-mail: y_meherramov@rambler.ru)*

Bu işdə HD21291 ulduzunun 2005-2010 – cu illərdə alınmış spektrlərində H_α , H_β , Si II, He I, Na I və Fe II xətləri profillərinin incə quruluşu və spektral parametrləri zamandan asılı olaraq tədqiq olunmuşdur. Eyni zamanda müşahidə materialları əsasında HD21291 ulduzu spektrlərində hidrogen xətlərinin profilləri müqayisəli şəkildə təhlil olunmuşdur. Aşkar olmuşdur ki, bütün xətlərin spektral parametrləri zamandan asılı olaraq dəyişir.

Aparıcı sözlər: ifratnəhəng, pulsasiya, spektral parametrlər

GİRİŞ

HD21291 ulduzu (B9Ia; $m_v = 4^m.3$; $T_{\text{eff}} = 10250\text{K}$; $\vartheta_{\text{sin } i} = 29 \text{ km/s}$) P Cyg tipli ifratnəhəng ulduzdur. Günəş sistemindən təxminən 4300 işıq ili məsafəsindədir. Bu ulduzun müasir eşelle spektrometri ilə alınmış spektrləri tədqiq olunmuşdur. HD21291 ulduzu atmosferinin çoxsaylı spektral tədqiqatlarından müəyyən edilmişdir ki, onun atmosfer xətlərinin xüsusən də H_α xəttinin profilində zamana görə güclü struktur dəyişkənlikləri baş verir [1-2].

1957-ci ildən etibarən P Cyg tipli ulduzlar və o cümlədən HD21291 ulduzu intensiv müşahidə edilmiş və spektroskopik tədqiqatlar baxımından bir neçə maraqlı xüsusiyyətlər aşkar edilmişdir. Bu ulduzun uzun müddət tədqiqinə baxmayaraq, onun atmosferində gedən fiziki və kimyəvi proseslər tam öyrənilməmiş və hətta bu ulduzun qoşa və ya daha çox sistemdən ibarət olması birqiymətli təyin edilməmişdir. Beləliklə, H_α xəttinin profilinin bənövşəyi və qırmızı qanadlarında zəif şüalanma komponentlərinin yaranıb yoxa çıxması və belə halların təkrarlanması, həmin hadisənin səbəbi, həm də onun periodikliyinə axtarılması zərurətini yaratdı. Eyni zamanda H_α xəttinin profilində baş verən dəyişkənliyin ulduz atmosferində müşahidə olunan digər spektral xətlərlə paralel tədqiq olunması da mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Ona görə də əvvəlki işlərimizdən [3] fərqli olaraq bu işdə H_α xəttinin profilindən başqa digər xətlərin də spektral parametrləri ölçülmüşdür.

MÜŞAHİDƏ MATERIALLARININ ALINMASI VƏ İŞLƏNMƏSİ

2005, 2006, 2009 və 2010-cu illərdə N.Tusi adına Şamaxı Astrofizika Rəsədxanasının 2m-lik teleskopunun kasseqren fokusunda müasir eşelle spektrometri vasitəsilə HD21291 ulduzunun spektral müşahidələri aparılmış və yüksək keyfiyyətli CCD spektrləri alınmışdır. Alınmış spektrlər DECH-20 və DECH-20T [4-5] paket proqramları vasitəsilə işlənmişdir. Ölçmələrin xətası şüa sürətləri üçün $\pm 2 \text{ km/san}$, ekvivalent en üçün isə 5-7%-dən çox deyil.

Müşahidə materialları əsasında müəyyən edilmişdir ki, HD21291 ulduzunun spektrlərində H_α xəttinin profili həm quruluş cəhətdən, həm də şüa sürəti və spektral parametrlərin qiymətləri baxımından zamana görə kəskin dəyişir. [6] - da qeyd olunmuşdur ki, bu ulduzda H_α xəttinin profili dörd müxtəlif formada müşahidə olunur. Eyni zamanda H_α xəttində şüa sürətinin dəyişkənlikləri üçün 2.5, 53.5 və 244 günlük periodlar tapılmış və ilkin mərhələdə onlardan ən çox ehtimalı olanı, 244 günlük period müəyyən edilmişdir. Lakin müşahidə materiallarının az və sistematik olmaması həmin periodun dəqiqləşdirilməsinə imkan vermir. Qeyd edək ki, ifratnəhəng ulduzların atmosferlərində baş verən hadisələr üçün periodikliyin axtarılması məsələsi son dövrlərdə aktuallaşmışdır. Belə ki, bəzi tədqiqatçıların işlərində ifratnəhəng ulduzların tədqiqi zamanı kvaziperiodik dəyişmələr aşkar edilmişdir. Bundan əlavə bəzi elmi məqalələrdə belə ulduzların atmosferlərində baş verən

dəyişkənliklər ulduzların döyünməsi ilə izah olunmaqla onların periodikliyi ehtimalı da irəli sürülmüşdür [7-9]. Qeyd edək ki, stasionar və geniş atmosferə malik HD21291 ifratnəhəng ulduzunun spektrlərində H_{α} xəttinin profilinin bənövşəyi və qırmızı qanadlarında zəif şüalanma komponentlərinin yaranıb yoxa çıxması bəzi tədqiqatçılar tərəfindən ulduzun pulsasiyası ilə izah olunmuşdur [9-12]. Məlumdur ki, bu tip ulduzların radiusları $10 R_{\odot} \div 1000 R_{\odot}$ intervalındadır və onlar seyrək atmosferə, geniş örtüyə və yüksək işıqlığa malikdirlər. Deməli ifratnəhənglərin atmosferləri dayanıqsızdır. Ona görə də qeyri – stasionar atmosferə malik belə ulduzların atmosferlərindəki dəyişkənliklər kvaziperiodik pulsasiyalarla izah oluna bilər.

HD21291 ulduzu ilə bağlı yuxarıda qeyd olunan məsələyə aydınlıq gətirmək üçün həmin ulduzun atmosferində müşahidə olunan H_{α} , H_{β} , Si II $\lambda 6347\text{\AA}$, Si II $\lambda 6371\text{\AA}$, He I $\lambda 5876\text{\AA}$, Na I $\lambda 5890\text{\AA}$, Na I $\lambda 5896\text{\AA}$, Fe II $\lambda 5018\text{\AA}$ və Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ xətlərinin profilləri qurulmuş, onları xarakterizə edən bütün spektral parametrlərin qiymətləri analiz edilmişdir.

Şəkil 1-dən görünür ki, H_{α} xəttinin profillərində struktur dəyişkənlikləri böyükdür. Belə ki, 18.09.2005, 20.09.2005, 15.10.2009, 17.10.2009, 18.10.2009, 01.02.2010 və 10.10.2010-cu il tarixli spektrlərdə həmin profillər yalnız udulma komponentlərindən ibarətdir. Lakin şəkil 1 və cədvəl 1-dən məlum olur ki, H_{α} üçün yuxarıda qeyd olunan udulma komponentlərinin profillərindəki əsas fərq onların yarım en, tam en, qalıq intensivliyi, ekvivalent en və şüa sürətlərinin çox güclü dəyişməsidir. Bundan əlavə 18.09.2005 və 20.09.2005-ci il tarixli spektrlərdə yalnız udulma komponentindən ibarət H_{α} profilinin qırmızı qanadında əlavə olaraq diskret udulma komponentləri yaranmış, lakin sonrakı müşahidə materiallarında isə bu hala rast gəlinməmişdir. 11.11.2006, 04.10.2009 və 19.09.2010-cu il tarixli spektrlərdə H_{α} – nın profillərindən görünür ki, bu xəttin profillərinin bənövşəyi və qırmızı qanadlarında şüalanma komponentləri yaranmışdır. Cədvəl 1-dən aydın olur ki, yalnız udulma komponentindən ibarət H_{α} xəttində şüa sürətləri $-25 \text{ km/s} \div -1.0 \text{ km/s}$, yarım en $1.7\text{\AA} \div$

$2.8\text{\AA}$, tam en $4.2\text{\AA} \div 6.7\text{\AA}$, qalıq intensivliyi $0.74 \div 0.83$ və ekvivalent en $0.43\text{\AA} \div 0.65\text{\AA}$ intervallarında dəyişir. Lakin 11.11.2006, 04.10.2009 və 19.09.2010-cu il tarixli spektrlər üçün cədvəl 1-dən aşkar olur ki, H_{α} xəttinin udulma komponentindəki şüa sürətləri uyğun olaraq -23 km/s , -17 km/s və -25 km/s , yarım enlər $1.3\text{\AA}$, $1.0\text{\AA}$ və $2.0\text{\AA}$, tam enlər $2.6\text{\AA}$, $1.7\text{\AA}$ və $4.1\text{\AA}$, qalıq intensivlikləri 0.91 , 0.93 və 0.90 , ekvivalent enlər isə $0.11\text{\AA}$, $0.07\text{\AA}$ və $0.22\text{\AA}$ – dir. Alınmış nəticələrin müqayisəsi göstərir ki, H_{α} xəttinin udulma komponentinin bənövşəyi və qırmızı qanadlarında şüalanma komponentləri yaranarkən xəttin yarım eni, tam eni, dərinliyi və ekvivalent eni kəskin azalır.

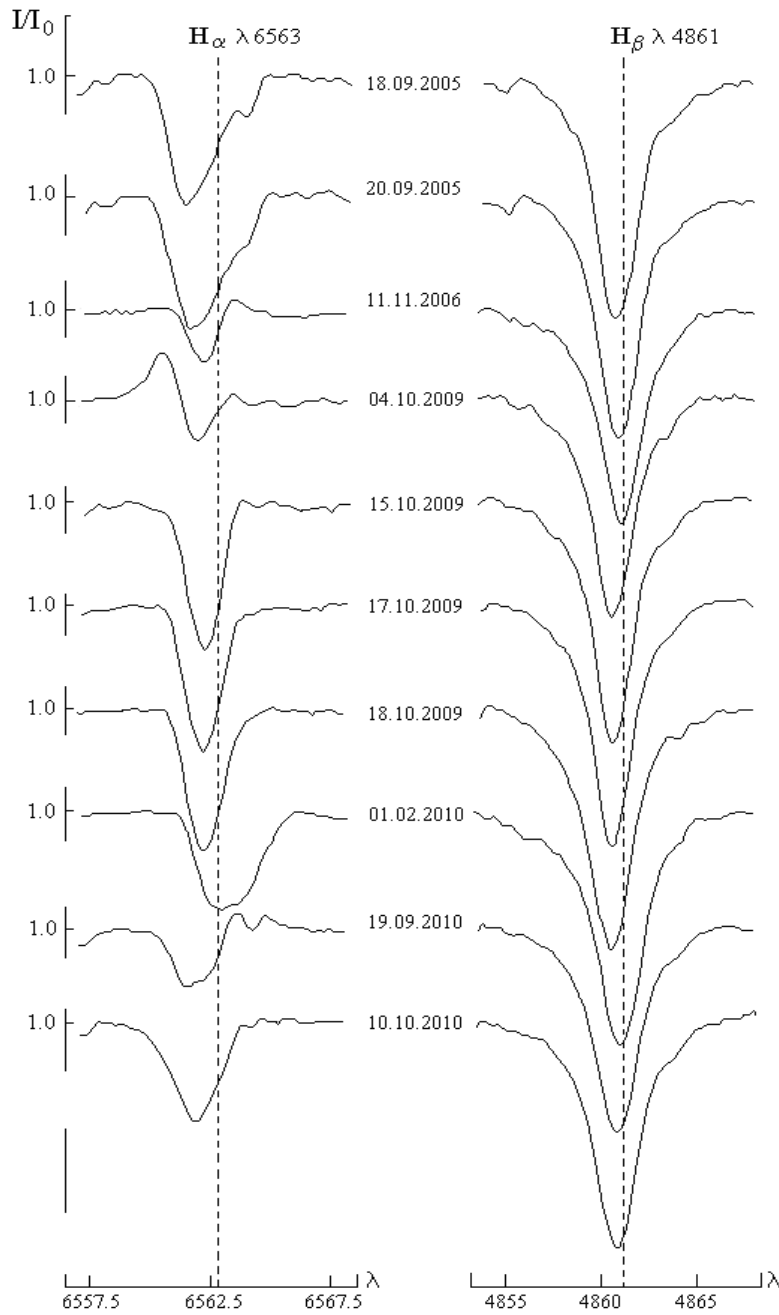
Cədvəl 1-dən və həm də H_{α} xəttinin şüalanma komponentləri yaranmış profillərindən görünür ki, bu komponentlərdə spektral parametrlərin qiymətləri nisbətən kiçikdir. Bu da şüalanma komponentinin zəif olmasını göstərir.

Şəkil 1-də H_{β} xəttinin profilləri də təsvir olunmuşdur və onlarda struktur cəhətdən nəzərəcarpacaq dəyişkənlik yoxdur. Cədvəl 3-dən məlum olur ki, H_{β} xəttində spektral parametrlərin qiymətlərində dəyişkənliklər ümumilikdə zəifdir. Şüa sürətləri isə $-39 \text{ km/s} \div -4.0 \text{ km/s}$ intervalında dəyişir. Göründüyü kimi yalnız şüa sürətlərində güclü dəyişkənliklər baş verir.

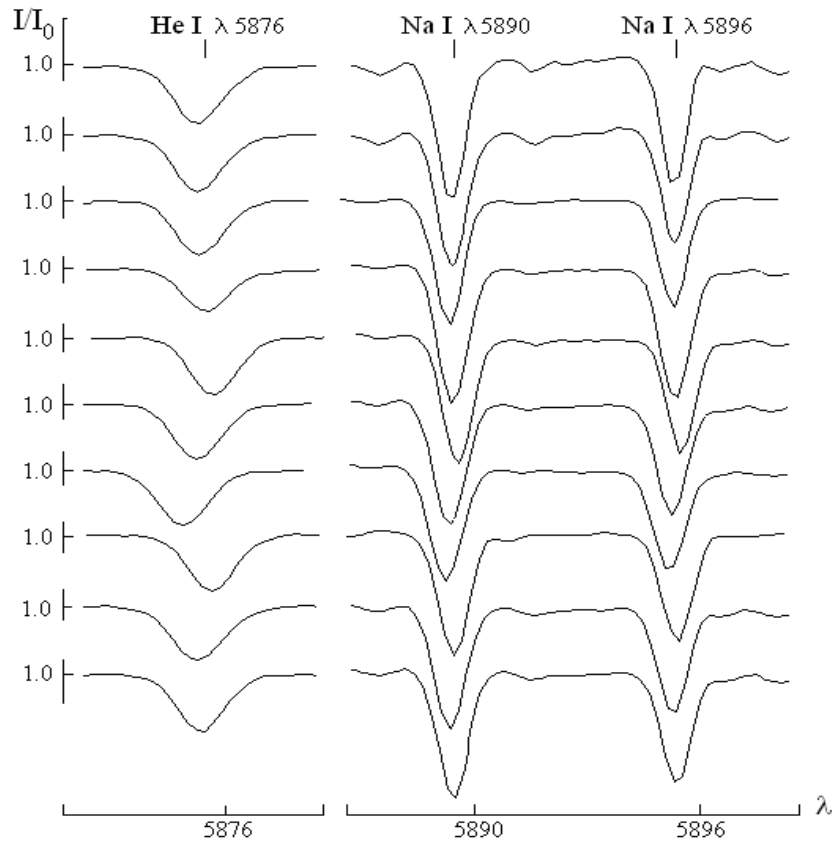
Şəkil 2-dən görünür ki, He I $\lambda 5876\text{\AA}$, Na I $\lambda 5890\text{\AA}$ və Na I $\lambda 5896\text{\AA}$ xətləri profillərində struktur cəhətdən dəyişkənlik yoxdur. Cədvəl 2 və cədvəl 3 – dən aşkar olunur ki, He I və Na I xətlərində spektral parametrlərin qiymətlərində müəyyən dəyişkənliklər vardır. He I xəttində yarım en və qalıq intensivliklərində dəyişkənliklər çox zəif, tam endə isə nisbətən güclüdür. Xəttin ekvivalent eni isə 04.10.2009-cu il tarixində minimum qiymət alır, digər vaxtlarda isə dəyişkənlik çox zəifdir. Şüa sürətlərində isə yalnız 18.10.2009-cu il tarixdə minimum -18 km/s qiyməti alınmışdır. Digər vaxtlarda isə nisbətən kiçik dəyişkənliklər müşahidə edilmişdir. Na I xətlərində isə yarım enlərdə çox zəif, tam en və qalıq intensivliklərində isə nisbətən güclü dəyişkənliklər müşahidə olunur. Şüa sürətləri isə uyğun olaraq $-20 \text{ km/s} \div -5.0 \text{ km/s}$ və $-19 \text{ km/s} \div -4.0 \text{ km/s}$ intervallarında dəyişir.

Şəkil 3-dən görünür ki, Si II $\lambda 6347\text{\AA}$, Si II $\lambda 6371\text{\AA}$, Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ və Fe II $\lambda 5018\text{\AA}$ xətlərinin profillərində struktur cəhətdən dəyişkənliklər müşahidə olunmur. Cədvəl 2-dən aydın olur ki, Si II $\lambda 6347\text{\AA}$ və Si II $\lambda 6371\text{\AA}$ xətlərində yarım enlər və qalıq intensivliklərində dəyişkənliklər çox zəif, tam enlərdə isə nisbətən güclüdür. Ekvivalent enlərdə isə 04.10.2009 – cu il tarixində maksimum qiymətlər alınmışdır. Şüa sürətləri uyğun olaraq $-13 \text{ km/s} \div -3.0 \text{ km/s}$ və -17

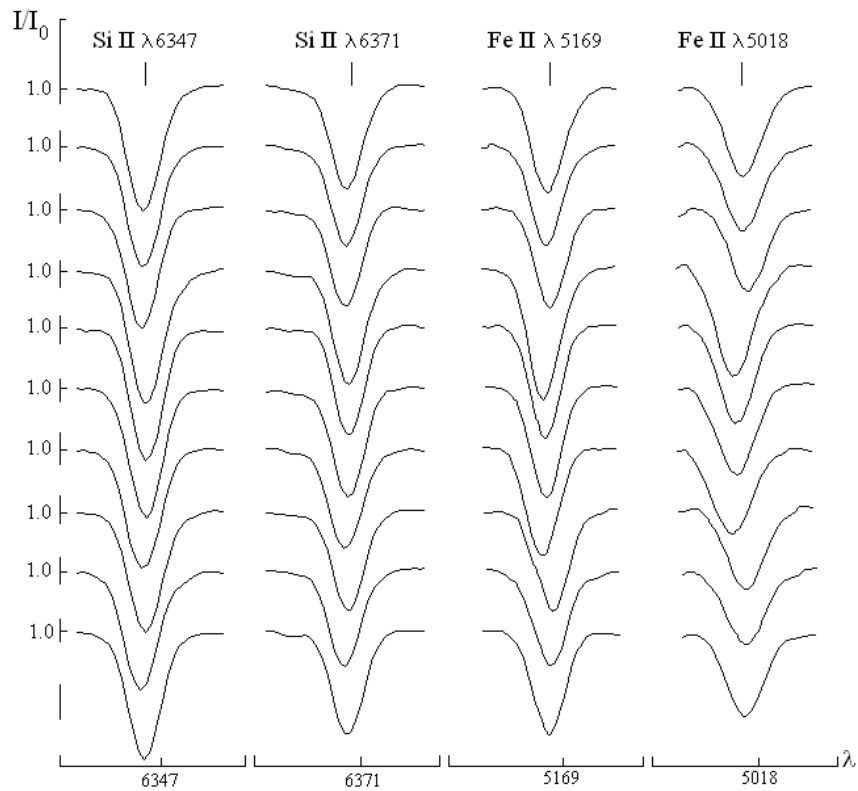
$\text{km/s} \div -7.0 \text{ km/s}$ intervallarında dəyişir. Cədvəl 3-dən məlum olur ki, Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ və Fe II $\lambda 5018\text{\AA}$ xətlərində yarım enlər və qalıq intensivliklərində dəyişkənliklər çox zəif, ekvivalent enlərdə nisbətən zəif, tam enlərdə isə güclüdür. Şüa sürətləri isə uyğun olaraq $-28 \text{ km/s} \div -6.0 \text{ km/s}$ və $-35 \text{ km/s} \div -6.0 \text{ km/s}$ intervallarında dəyişir.



Şəkil 1. H_α və H_β xətlərinin profilləri.



Şəkil 2. He I və Na I xətlərinin profilləri.



Şəkil 3. Si II və Fe II xətlərinin profilləri.

Cədvəl 1. H_α xəttinin şüa sürəti və spektral parametrləri.

Spektrlərin alınma tarixləri	H_α (abs)					H_α (em)				
	$V_{r\ 1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	r_v	W_λ Å	$V_{r\ 1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	r_v	W_λ Å
18.09.2005	-25	2.1	5.2	0.77	0.57					
20.09.2005	-13	2.6	5.3	0.76	0.65					
11.11.2006	-23	1.3	2.6	0.91	0.11	40	0.5	0.8	1.01	0.08
04.10.2009	-17	1	1.7	0.93	0.07	-87	1.1	2.9	1.09	0.12
15.10.2009	-10	1.7	4.2	0.74	0.43					
17.10.2009	-13	1.7	5.6	0.74	0.47					
18.10.2009	-12	1.7	4.2	0.75	0.44					
01.02.2010	-1	2.8	6.7	0.83	0.49					
19.09.2010	-25	2	4.1	0.9	0.22	?	?	?	?	?
10.10.2010	-25	2.3	6.7	0.83	0.43					

Cədvəl 2. Na I və Si II xətlərinin şüa sürətləri və spektral parametrləri.

Spektrlərin alınma tarixləri	Na I									
	$\lambda 5890\text{Å}$					$\lambda 5896\text{Å}$				
	$V_{r\ 1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	r_v	W_λ Å	$V_{r\ 1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	r_v	W_λ Å
18.09.2005	-9	0.7	2.6	0.2	0.61	-8	0.5	1.9	0.3	0.46
20.09.2005	-7	0.7	2.4	0.24	0.65	-7	0.7	1.9	0.34	0.48
11.11.2006	-12	0.8	2.5	0.31	0.58	-9	0.7	2.9	0.4	0.5
04.10.2009	-9	0.9	4	0.3	0.68	-9	0.9	3.8	0.31	0.73
15.10.2009	-5	0.7	2.8	0.28	0.67	-4	0.7	2.2	0.34	0.59
17.10.2009	-15	1.1	2.7	0.42	0.66	-15	1	2.5	0.47	0.6
18.10.2009	-20	0.9	2.5	0.41	0.6	-19	0.9	2.5	0.46	0.57
01.02.2010	-8	1	3.8	0.43	0.65	-6	1	3.3	0.5	0.57
19.09.2010	-11	1	2.9	0.41	0.69	-10	1	2.4	0.49	0.59
10.10.2010	-10	1.1	2.8	0.46	0.66	-9	1.1	3.2	0.52	0.63
18.09.2005	Si II									
	$\lambda 6347\text{Å}$					$\lambda 6371\text{Å}$				
	$V_{r\ 1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	r_v	W_λ Å	$V_{r\ 1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\Delta\lambda$ Å	r_v	W_λ Å
18.09.2005	-5	1.5	4.8	0.57	0.76	-8	1.5	6	0.64	0.62
20.09.2005	-6	1.5	5.1	0.58	0.72	-9	1.5	5.8	0.65	0.58
11.11.2006	-10	1.5	6	0.58	0.73	-10	1.5	6.5	0.66	0.57
04.10.2009	-3	1.5	5.9	0.53	0.92	-7	1.5	5.3	0.6	0.65
15.10.2009	-5	1.5	4.6	0.55	0.74	-9	1.4	5.2	0.63	0.57
17.10.2009	-7	1.5	4.1	0.56	0.73	-11	1.5	4.9	0.63	0.62
18.10.2009	-13	1.6	5	0.59	0.71	-17	1.6	5.3	0.66	0.59
01.02.2010	-8	1.6	5.9	0.59	0.74	-13	1.5	7.7	0.66	0.61
19.09.2010	-10	1.6	5.2	0.61	0.73	-13	1.5	5.7	0.68	0.54
10.10.2010	-8	1.7	5.6	0.58	0.75	-10	1.6	5.3	0.66	0.58

ALINMIŞ NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Tədqiq olunan bütün spektral xətlər üzrə alınmış nəticələr göstərir ki, qeyri-stasionar proseslər HD21291 ulduzu atmosferinin yuxarı qatlarında və örtüyündə daha güclüdür və bunun nəticəsində H_α xəttinin həm strukturu, həm də spektral parametrləri, xüsusən də şüa sürətləri çox intensiv dəyişmələrə məruz qalır.

Məlumdur ki, ulduz küləyi ifratnəhənglərdə ulduzun örtük hissəsinin qidalanması və həyəcanlanmasına güclü təsir edir. Ulduz küləyinin dəyişməsi və sürətlənməsində isə ulduzun güclü şüalanma seli əsas rol oynayır [13].

İfratnəhənglərdə ulduz küləyinin yaranması və dəyişməsi ulduz atmosferinin aşağı qatlarında baş verən dəyişən xarakterli konvektiv və turbulent hərəkətlərin mövcud olmasından və bu ulduzlara xas olan pulsasiyadan asılıdır [13-14]. Bu tip ulduzların əksəriyyətində atmosferin yuxarı qatları fotosferə yaxın qatlara nisbətən daha çox həyəcanlanmaya məruz qalır. Tədqiq olunan HD21291 ulduzunu da qeyd olunan tipə aid etmək olar. Ona görə də bu ulduzun atmosferinin nisbətən dərin qatlarında yaranan spektral xətlərin (H_β , Si II $\lambda 6347\text{Å}$, Si II $\lambda 6371\text{Å}$, He I $\lambda 5876\text{Å}$,

Na I $\lambda 5890\text{\AA}$, Na I $\lambda 5896\text{\AA}$, Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ və Fe II $\lambda 5018\text{\AA}$) profillərində kəskin struktur dəyişkənlikləri müşahidə olunmur. Ulduzun şüalanma selinin və eləcə də ulduz küləyinin dəyişməsi atmosferin nisbətən yuxarı qatlarında və örtükdə güclü dəyişmələr yaradır. Metal xətlərindən fərqli olaraq, ifratnəhənglərdə H_α xətti atmosferin yuxarı qatlarını əhatə etdiyinə görə nəticədə H_α xəttinin müxtəlif formalı P Cyg profilləri müşahidə olunur [13-15].

HD21291 ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_α xəttinin profilinin bənövşəyi və qırmızı qanadlarında zəif şüalanma komponentlərinin yaranıb yox olması təkcə pulsasiya hadisəsi ilə deyil, həmçinin bu ulduzun qoşalılıq faktı ilə də izah edilə bilər. Son zamanlar elektron ədəbiyyatlardan HD21291 ulduzunun qoşa və hətta daha çox sistemdən ibarət olması (Binary star system, Double or multiple star) haqqında müxtəlif məlumatlar vardır [16-17]. Ona görə də gələcəkdə bu ulduzun spektrlərində H_α profilinin yuxarıda qeyd olunan xüsusiyyətlərini tədqiq edərkən onun qoşa və ya çox komponentli sistemdən ibarət ola bilməsi faktı nəzərə alınmalıdır.

NƏTİCƏ

1. HD21291 ifratnəhəng ulduzunun 2005-2010-cu illər ərzində alınmış spektrlərində H_α xəttinin profilləri və şüa sürətinin zamandan asılı olaraq dəyişməsi tədqiq edilmişdir. Aşkar olmuşdur ki, HD21291 ulduzu spektrlərində H_α xətti mürəkkəb quruluşa malikdir. Ulduzun aktivlik dövründən asılı olaraq H_α xəttinin udulmasında diskret komponent yaranır və itir. Bir şüalanma komponenti isə zamandan asılı olaraq H_α xəttinin bənövşəyi və yaxud qırmızı qanadında yaranır və yox olur.
2. HD21291 ulduzu atmosferində müşahidə olunan H_α xəttinin profilinin bənövşəyi və qırmızı qanadlarında zəif şüalanma komponentlərinin yaranması və itməsi pulsasiya hadisəsi ilə, həmçinin bu ulduzun qoşa və ya çox komponentli sistemdən ibarət olması ilə əlaqədar ola bilər.
3. H_α xəttinin profili və onu xarakterizə edən spektral parametrlərin qiymətləri, ulduz atmosferinin yuxarı qatlarında və örtükdə baş verən qeyri-stasionar proseslərin aktivlik fazasından asılı olaraq güclü dəyişir.

Cədvəl 3. He I, FeII və H_β xətlərinin şüa sürətləri və spektral parametrləri.

Spektrlərin alınma tarixləri	He I					H_β				
	$\lambda 5876\text{\AA}$					$\lambda 4861\text{\AA}$				
	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	$\Delta\lambda$ $\text{\AA}$	r_v	W_λ $\text{\AA}$	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	$\Delta\lambda$ $\text{\AA}$	r_v	W_λ $\text{\AA}$
18.09.2005	-8	1.5	4.1	0.74	0.42	-9	2.5	11.4	0.54	1.5
20.09.2005	-8	1.4	5	0.73	0.45	-5	2.6	10.4	0.55	1.43
11.11.2006	-9	1.4	4.3	0.74	0.42	-8	2.6	12	0.6	1.37
04.10.2009	-5	1.3	4.4	0.79	0.33	-25	2.6	11.3	0.59	1.36
15.10.2009	-3	1.4	4	0.73	0.4	-29	2.4	11.4	0.54	1.49
17.10.2009	-9	1.5	5.5	0.75	0.45	-32	2.4	10.8	0.54	1.44
18.10.2009	-18	1.5	5.1	0.74	0.44	-39	2.7	11.9	0.54	1.62
01.02.2010	-3	1.5	5.8	0.75	0.43	-4	2.8	13.2	0.56	1.62
19.09.2010	-8	1.6	4.8	0.76	0.42	-16	2.8	12	0.61	1.38
10.10.2010	-8	1.6	5.1	0.76	0.43	-19	2.7	11.8	0.56	1.46
18.09.2005	Fe II									
	$\lambda 5169\text{\AA}$					$\lambda 5018\text{\AA}$				
	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	$\Delta\lambda$ $\text{\AA}$	r_v	W_λ $\text{\AA}$	$Vr_{1/2}$ km/s	$\Delta\lambda_{1/2}$ $\text{\AA}$	$\Delta\lambda$ $\text{\AA}$	r_v	W_λ $\text{\AA}$
18.09.2005	-8	1.2	3.8	0.71	0.4	-7	1.2	3.5	0.76	0.32
20.09.2005	-9	1.2	3.7	0.73	0.37	-7	1.4	4	0.77	0.35
11.11.2006	-6	1.2	4.4	0.72	0.39	-6	1.2	3.6	0.78	0.3
04.10.2009	-17	1.2	5.8	0.64	0.51	-24	1.2	3.3	0.7	0.41
15.10.2009	-20	1.2	3.3	0.69	0.38	-27	1.2	3	0.74	0.33
17.10.2009	-22	1.2	3.8	0.69	0.39	-31	1.2	2.8	0.76	0.3
18.10.2009	-28	1.2	4.4	0.7	0.4	-35	1.4	3.7	0.78	0.34
01.02.2010	-6	1.2	4.8	0.74	0.38	-7	1.3	3.5	0.79	0.31
19.09.2010	-11	1.3	4.4	0.75	0.36	-11	1.3	3.3	0.82	0.26
10.10.2010	-12	1.3	4.4	0.74	0.37	-11	1.3	3.5	0.79	0.29

4. H_{α} xəttinin udulma komponentinin bənövşəyi və ya qırmızı qanadında şüalanma komponentləri yaranarkən, udulma xəttinin xarakterizə edən spektral parametrlərin qiymətləri kəskin azalır.
5. H_{β} , Si II $\lambda 6347\text{\AA}$, Si II $\lambda 6371\text{\AA}$, He I $\lambda 5876\text{\AA}$, Na I $\lambda 5890\text{\AA}$, Na I $\lambda 5896\text{\AA}$, Fe II $\lambda 5169\text{\AA}$ və Fe II $\lambda 5018\text{\AA}$ xətlərinin profillərində zəif struktur dəyişkənlikləri müşahidə olunur, lakin bu xətləri xarakterizə edən bütün spektral parametrlərin qiymətləri və şüa sürətləri zamana görə dəyişir.
7. Зейналов С.К., О возможной периодичности и изменения профиля линии H_{α} в спектрах звезд HD21291 B9Ia и HD21389 A0Ia, **ŞAR Sirkulyarı**, 2003, № 106, сс. 22-27.
8. Morel. T, Marchenko S.V., Pati A.K., Kuppuswamy K., Carini M.T., Wood E and Zimmerman R., Large – scale wind structures in OB supergiants: a search for rotationally modulated H_{α} variability, **Mon. Not. R. Astron. Soc.**, 2004, v.351, pp. 552-568.
9. Зейналов С.К., Нестационарные явления в атмосфере сверхгигантов О, В, А, F., **Докторская диссертация**, 1997.
10. Rzayev A.Kh., Spectroscopic study of pulsation – type quasi – periodic motions in early supergiant atmospheres. II. HD21291, radial velocity variations, **Bull. Spec. Astrophys. Obs.**, 1993, v.35, pp. 130-147.
11. Зверева Е.Б., Зейналов С.К., Ченцов Е.А., О систематических движениях вещества в атмосферах белых сверхгигантов HD21291 и HD21389, **ИЗВ. САО АН СССР**, 1984, т.18, сс. 29-36.
12. Рзаев А.Х., Зейналов С.К., Ченцов Е.А., О систематических движениях в атмосферах звезд HD21291 и HD21389, **Кинематика и физика небесных тел.**, 1989, т.5, №1, сс. 75-81.
13. Де Ягер.К., **Звезды наибольшей светимости**, Москва, Мир, 1984, 493 с.
14. Кокс Дж.П., **Теория звездных пульсаций**, Москва, МИР, 1983, 326 с.
15. Зейналов С.К., Наблюдательные доказательства подтверждающие неустойчивость атмосфер звезд высокой светимости, **ŞAR Sirkulyarı**, 2005, №110, сс. 62 - 69.
16. <http://h2g2.com/dna/h2g2/A31367874>
17. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=HD21291>

ƏDƏBİYYAT

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ ЗВЕЗДЫ HD21291 (B9Ia)

Я.М. Магерамов

В данной работе на спектрограммах звезды HD21291 (B9Ia), полученных в 2005-2010 г.г., исследована тонкая структура профилей линий H_{α} , H_{β} , Si II, He I, Na I и Fe II и их переменность в наблюдаемый период времени. Приведены профили линий и проведен сравнительный анализ переменностей, наблюдаемых в профилях водородных линий у звезды HD21291. Выявлено, что все спектральные параметры линий показывают переменность.

Ключевые слова: Сверхгигант, пульсация, спектральные параметры

SPECTRAL INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERE HD21291(B9Ia) STAR

Y.M. Maharramov

On the basis of spectrograms HD21291(B9Ia) star obtained in the period 2005-2010 the H_{α} , H_{β} , Si II, He I, Na I и Fe II profiles and structure were discussed. Profiles of the line and comparative analysis of the variables observed in the profiles of hydrogen lines of the HD 21291 star adduced. It has been cleared up that spectral parameters of all line have changed with time.

Key words: Supergiant, pulsation, spectral parameters

**Доктору физико-математических наук, заведующему кафедрой
астрофизики, профессору
ДЖАФАРУ МУСЕЙБ ОГЛУ КУЛИ-ЗАДЕ - 75!**



В 2011 году профессору Джафар Мусейб оглу Кули-Заде исполнилось 75 лет.

Д.М. Кули-Заде в 1961 году окончил Ленинградский (ныне С.-Петербургский) Университет по специальности «астрофизика». По рекомендации член-корр. АН СССР проф. О.А.Мельникова поступил в аспирантуру на кафедру астрофизики. По окончании аспирантуры Ленинградского Университета получил приглашение на работу в ГАО АН СССР и в Ленинградский Университет, однако он предпочел вернуться в Азербайджан.

Д.М.Кули-Заде с 1966 по 1969 год работал в ШАО НАН Азербайджана.

С 1969 г. работает в Бакинском Государственном Университете (БГУ), где организовал новую специализацию «астрофизика» при кафедре оптики и молекулярной физики, на основе которой в 1975 году была открыта кафедра астрофизики.

С 1997 года Д.М.Кули-Заде является зав.кафедрой «Астрофизика» в БГУ.

За заслуги в подготовке молодых кадров и развитие космической науки в 1991 году Д.М.Кули-Заде получил диплом Федерации Космонавтики СССР.

В 2001 году он был удостоен международного диплома «Знаменитые люди XXI века», а в 2009 году указом президента Азербайджана ему было присвоено почетное звание «Заслуженный учитель».

Проф. Д.М.Кули-Заде является членом

Европейского Астрономического Общества, членом Международной Современной Академии наук им. Лютфи Заде, членом Международной проблемной группы по определению глобальных характеристик Солнца, членом редколлегии «Азербайджанского астрономического журнала» и членом редколлегии «Вестника Бакинского Государственного Университета».

Проф. Д.М.Кули-Заде является автором 7 учебников, учебных пособий и монографий.

Проф. Д.М.Кули-Заде - автор более 200 оригинальных научных статей, опубликованных в республиканских и международных журналах. Он является автором нижеуказанных новых методов исследований по физике Солнца:

- Метод определения локального непрерывного фона спектра по фойгтовскому анализу профилей слабых фраунгоферовых линий;
- Метод определения механизма уширения сильных фраунгоферовых линий в фотосфере Солнца;
- Новый количественный метод для измерения и анализа тонкой структуры профилей слабых фраунгоферовых линий.

Основными научными результатами, полученными проф. Д.М. Кули-Заде являются:

- Впервые получил наиболее точные профили сильных резонансных и субординатных, т.е. почти резонансных, фраунгоферовых линий - H и K CaII; D1 и D2 NaI; b1, b2 и b4 триплета MgI и первых четырех линий балмеровской серии водорода H α , H β , H γ и H δ в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца. Определены основные параметры, характеризующие профили линий с большой точностью.
- Показал, что в неразрешенном спектре Солнца профили балмеровских линий водорода более узкие и крылья менее

- протяженные, чем в разрешенном спектре (центра диска).
- Показал, что профили D линий NaI и b линий MgI в разрешенном и неразрешенном спектре очень мало отличаются.
 - Получил, что в спектре Проциона профили D линий NaI и b линий MgI гораздо менее глубокие и более узкие, чем в спектре Солнца, что связано с различием условий возбуждения в атмосферах Солнца и Проциона.
 - Получил, что в разрешенном спектре профили линий H и K CaII более широки и более глубоки, чем в неразрешенном спектре Солнца. Неразрешенный спектр Солнца более близок к спектру Проциона, чем к разрешенному спектру Солнца.
 - Впервые наиболее точно определил положения фиолетовых и красных эмиссионных компонент линий H и K CaII и расстояния между ними в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца.
 - Показал, что эмиссионные компоненты в неразрешенном спектре выражены несколько сильнее, чем в разрешенном. В обоих случаях фиолетовые компоненты несколько сильнее, чем красные.
 - Получил, что как для разрешенного, так и для неразрешенного спектров Солнца расстояния фиолетовых компонент от центра линий K3 и H3 CaII несколько больше, чем расстояния красных компонент.
 - Впервые вычислил интегрированные по диску Солнца профили сильных фраунгоферовых линий по центр-край наблюдениям, которые хорошо согласуются с профилями линий, непосредственно наблюдаемыми в неразрешенном спектре Солнца.
 - Вычислил теоретические профили D линий NaI с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия и с учетом модели атома и модели фотосферы.
 - Разработал метод для проведения уровня локального непрерывного фона спектра Солнца по фойгтовскому анализу профилей слабых фраунгоферовых линий.
 - Предложил метод для быстрого анализа механизмов уширения сильных фраунгоферовых линий в спектре Солнца и звезд.
 - Построил наиболее точные профили около 100 слабых и умеренных фраунгоферовых линий, и определил их основные параметры с большой точностью в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца. По его расчетам, профили линий в неразрешенном спектре Солнца оказались менее глубокими и менее широкими в крыльях, чем в разрешенном спектре.
 - Определил коэффициенты асимметрии профилей около 100 слабых и умеренных фраунгоферовых линий в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца.
 - Разработал количественный и физически обоснованный метод для измерения и анализа асимметрии профилей слабых и умеренных фраунгоферовых линий в спектре Солнца и звезд. При этом он ввел новые физические величины (дифференциальная, интегральная, остаточная и относительная асимметрии), позволяющие более подробно исследовать асимметрию профилей слабых и умеренных фраунгоферовых линий и их зависимость от микроскопических (атомных) и макроскопических (фотосферных) величин.
 - Показал, что асимметрия профилей слабых и средних фраунгоферовых линий носит сложный характер и, в пределах одной и той же линии, неоднократно может меняться по величине и по знаку. Показал, что в крыльях большинства линий преобладает фиолетовая асимметрия, в ядрах фиолетовая асимметрия переходит в красную.
 - Показал, что интегральная и остаточная асимметрии значительно растут с увеличением силы линий.
 - Впервые получил, что интегральная, остаточная и относительная асимметрии

явно уменьшаются с увеличением эффективной глубины образования линий в фотосфере Солнца.

- Впервые построил кривые роста для разрешенного и неразрешенного спектра Солнца на основе новейших цифровых спектральных материалов и точнейших сил осцилляторов линий в абсолютной шкале.
- Показал, что средние и наиболее вероятные физические параметры фотосферы, определяемые для разрешенного и неразрешенного спектра Солнца, т.е. звездные и солнечные характеристики Солнца, практически не отличаются.
- Впервые показал, что физические характеристики фотосферы по линиям четно-нечетных и нечетно-четных переходов значительно отличаются.

Ниже приведены основные научные результаты Д.М.Кули-Заде, включенные в международные монографии, учебники и журнальные статьи:

- C.W.Allen, "Astrophysical quantities", London, 1977;
- J.L.Tech, "A High-dispersion Spectral

Analysis of the BaII star HD 204275", Washington, 1971;

- С.В.Щербина-Самойлова, «Солнце», Москва, 1965;
- М.А.Лифшиц, «Физика Солнца», Москва, 1967;
- В.В.Соболев, «Курс теоретической астрофизики», Москва, 1982.

Проф. Д.М.Кули-Заде участвовал с докладами на международных конференциях по физике Солнца во Франции, Греции, России, Иране, Турции, Украине, Грузии и др. Он избирался членом оргкомитетов на многих международных конференциях.

Проф. Д.М.Кули-Заде активно участвует в подготовке молодых кадров по физике Солнца. Под его руководством более 20 человек получили магистерскую и кандидатскую, а один - докторскую степень.

В настоящее время проф. Д.М. Кули-Заде активно продолжает свою научную и преподавательскую деятельность. И на этом поприще астрономы Азербайджана желают ему новых достижений и долгих лет жизни.

А.С. Гулиев
Э.С. Бабаев