АСТРОФИЗИКА

ТОМ 52 ФЕВРАЛЬ, 2009 ВЫПУСК 1

КОЛЕБАНИЯ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ С КВАРКОВЫМ "CFL" ЯДРОМ

М.К.ШАХАБАСЯН

Поступила 15 октября 2008
Принята к печати 12 ноября 2008

Рассмотрены коллективные упругие колебания решетки неабелевых кварковых полусверхтекучих вихревых нитей в сверхтекучем ядре вращающейся нейтронной звезды. Показано, что в приближении несжимаемой жидкости в плоскости перпендикулярной оси вращения распространяются поперечные длинноволновые колебания (колебания Ткаченко), обусловленные деформацией сдвига вихревой решетки. Периоды этих колебаний совпадают с наблюдаемыми вариациями вращения порядка 100-1000 дней пульсаров PSR B0531+21 и PSR B1828-11.

Ключевые слова: *нейтронные звезды:колебания полусверхтекучих вихрей*

1. *Введение.* В последнее время у некоторых пульсаров наблюдаются осцилляции угловой скорости с большими периодами. Так, у пульсара PSR B1828-11 наблюдались осцилляции с периодами 256, 511 дней и с меньшей степенью достоверности с периодом 1009 дней [1]. Одним из механизмов, объясняющим эти колебания, является свободная прецессия нейтронной звезды [2]. Однако свободная прецессия нейтронной звезды несовместима с сверхтекучестью ее "npe"-фазы [3,4].

Другой механизм объяснения этих колебаний обусловлен сверхтекучестью нейтронной жидкости. При вращении жидкости в "npe"-фазе возникает двумерная треугольная решетка квантованных нейтронных вихревых нитей. В этой решетке возможно возникновение коллективных упругих колебаний (колебаний Ткаченко), в которых вихри смещаются параллельно друг другу [5]. Незатухающее распространение этих волн приводит к изменению момента импульса жидкости и к периодическим изменениям угловой скорости и скорости замедления вращения. В работах [6,7] было показано,что периоды колебаний Ткаченко порядка ста дней и эти колебания могут объяснить наблюдавшиеся квазипериодические колебания пульсаров PSR B0531+21 и PSR B1828-11.

Однако в центральной части нейтронной звезды возможно образование сверхтекучего кваркового "CFL"-ядра, в котором спариваются безмассовые "*u*", "*d*" и "*s*"-кварки всех трех цветов [8,9]. В [10] на основании топологического и теоретико-группового анализа свободной энергии Г-Л "CFL"-фазы были найдены новые неабелевые полусверхтекучие вихревые нити M_1 и M_2, которые обладают квантованным потоком магнитного поля, но их энергия такая же, как и у сверхтекучих вихрей. Эти вихри, в отличие от сверхтекучих [11] и абелевых магнитных вихрей [12], топологически устойчивы. В [13] изучалось взаимодействие между двумя параллельными полусверхтекучими вихрями. Было показано, что между двумя вихрями действует дальнодействующая сила отталкивания. Были сделаны выводы о возможности распада сверхтекучего $U(1)_B$ - вихря на три полусверхтекучих вихря M_1 и о возможности существования устойчивой решетки вихрей M_1. В [14] было показано, что неабелевые полусверхтекучие вихревые нити M_1 обладают квантом циркуляции $\kappa = \pi\hbar/m_B$, равным кванту циркуляции нейтронного сверхтекучего вихря. Следовательно, каждый полусверхтекучий вихрь соединяется на границе кварковой и адронной фаз с одним нейтронным сверхтекучим вихрем. Химический потенциал барионов также непрерывен на границе фаз. Было показано также, что решетка полусверхтекучих вихрей M_1 возникает из-за вращения и была найдена плотность этой решетки.

Целью настоящей работы является изучение коллективных упругих колебаний вихревой структуры, с учетом наличия в кварковом "CFL"-ядре полусверхтекучих вихрей, и изучение их влияния на вращательную динамику нейтронных звезд. При этом мы будем рассматривать нейтронный вихрь и соединенный с ним кварковый полусверхтекучий вихрь как один единый вихрь с квантом циркуляции $\kappa = \pi\hbar/m_B$.

2. *Уравнения гидродинамики.* Линеаризованные уравнения гидродинамики однородной сжимаемой сверхтекучей жидкости во вращающейся системе координат при $T=0$ имеют вид [15]:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \bar{v} = 0, \tag{1}$$

$$\rho_0\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + 2\bar{\Omega}\times\bar{v}\right) = -\nabla P', \tag{2}$$

$$\rho_0 \kappa\left[\bar{z}\times\left(\bar{v}_L - \bar{v}\right)\right] = \frac{\rho_0 k c_T^2}{2\Omega}\left[2\nabla_\perp\left(\nabla\bar{u}\right) - \Delta_\perp \bar{u}\right]. \tag{3}$$

Здесь $\rho'(\bar{r})$ - осциллирующий компонент плотности жидкости $\rho(\bar{r}) = \rho_0 + \rho'(\bar{r})$, ρ_0 - равновесная однородная плотность, $\bar{u}$ - вектор смещения вихря, $v_L = d\bar{u}/dt$ - скорость перемещения вихря, $\bar{v}$ -скорость жидкости, усредненная по вихревой ячейке, $\bar{\Omega}$ - угловая скорость вращения звезды, $\nabla P' = c_s^2 \nabla\rho'$, c_s - скорость звука, $c_T = \sqrt{\kappa\Omega/8\pi}$ - скорость волн Ткаченко, $\nabla_\perp(\nabla_x, \nabla_y)$. Для спектра плоских волн вида $\exp\left(i\bar{k}\bar{r} - i\omega t\right)$, с учетом условий $c_T \ll c_s$ и $c_T k \ll \Omega$, получается следующее дисперсионное соотношение:

$$\omega^4 - \omega^2\left(4\Omega^2 + c_s^2 k^2\right) + c_s^2 c_T^2 k^4 = 0\,, \tag{4}$$

которое имеет звуковую "щелевую" моду:

$$\omega^2 = 4\Omega^2 + c_s^2\, k^2 \tag{5}$$

и "мягкую" квантовую моду [15]:

$$\omega^2 = \frac{c_T^2 c_S^2 k^4}{4\Omega^2 + c_S^2 k^2}\,. \tag{6}$$

Для случая несжимаемой жидкости $c_s k >> \Omega$ получается оригинальное дисперсионное соотношение Ткаченко $\omega = c_T k$. Учет сжимаемости существенен в длинноволновом пределе $c_s k << \Omega$. В этом случае получается квадратичное соотношение $\omega = c_T c_s k^2 / 2\Omega$. В случае несжимаемой жидкости $\rho' = 0$ и $\nabla \bar{v} = 0$. Уравнения (2) и (3) можно записать в виде [15]:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \left(2\bar{\Omega} \times \bar{v}_L\right)_\perp = 0\,, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \bar{v} - \frac{c_T^2}{2\Omega}\left[\hat{z} \times \left(2\nabla(\nabla \bar{u}) - \Delta \bar{u}\right)\right]. \tag{8}$$

Разлагая далее вектор смещения вихря на продольную и поперечную составляющие: $\bar{u} = \bar{u}_{\|} + \bar{u}_\perp$ ($\nabla \bar{u}_\perp = 0\,, \nabla \times \bar{u}_{\|} = 0$) и исключая скорость $\bar{v}$ при помощи (7), получаем

$$\frac{\partial \bar{u}_{\|}}{\partial t} = \frac{c_T^2}{2\Omega}\left(\hat{z} \times \Delta \bar{u}_\perp\right), \quad \frac{\partial u_\perp}{\partial t} = -\left(2\bar{\Omega} \times \bar{u}_{\|}\right). \tag{9}$$

Исключая далее малую продольную составляющую смещения $u_{\|}$, получаем уравнение, описывающее распространение поперечной "звуковой" волны в двумерной решетке прямолинейных вихревых нитей [5]:

$$\frac{\partial^2 \bar{u}_\perp}{\partial t^2} - c_T^2\, \Delta \bar{u}_\perp = 0\,. \tag{10}$$

Здесь $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ - двумерный оператор Лапласа. Уравнение (10) можно переписать, используя тензор напряжений $\sigma_{ij} = -\rho_0\, c_T^2\left(\nabla_i\, u_j + \nabla_j\, u_i\right)$, в следующем виде:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = -\nabla_j \sigma_{ij}\,. \tag{11}$$

Здесь индексы i и j принимают только два значения, соответствующие двум осям в плоскости xy. Таким образом, теория упругости вихревого кристалла содержит единственный модуль упругости - модуль сдвига $\mu = \rho_0\, c_T^2$ [16].

Поперечное смещение $\bar{u}_\perp$ определяется введением векторного потенциала $\bar{\Psi} = \Psi\, \hat{z}$ следующим образом: $\bar{u} = \nabla \times \bar{\Psi} = -\hat{z} \times \nabla\Psi$. Потенциал ψ удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - c_T^2 \,\Delta\Psi = 0 \,. \tag{12}$$

Аксиально-симметричное решение со спектром звукового типа $\omega = c_T k$ имеет вид:

$$\Psi = \Psi_0 J_0(kr) e^{-i\omega t}, \quad u_r = 0, \quad u_\varphi = -\partial\Psi/\partial r = \Psi_0\, k J_1(kr) e^{-i\omega t} \,. \tag{13}$$

Собственные значения k находятся из граничного условия отсутствия потока импульса на границе сверхтекучего ядра и коры звезды. Поток импульса определяется компонентом $\sigma_{\varphi r}$ тензора напряжений, равным

$$\sigma_{\varphi r} = -\mu\left[\frac{\partial u_\varphi(R)}{\partial r} - \frac{u_\varphi(R)}{R}\right] = \mu\Psi_0\, k^2 J_2(kR) = 0 \,. \tag{14}$$

Учитывая, что $kR = 5.14$, получаем для периода основной моды колебаний следующее соотношение [6]:

$$T = \frac{4\pi}{k}\left(\frac{2m_B}{\hbar\Omega}\right)^{1/2} = \frac{138.3\,R}{(\Omega)^{1/2}}\,\text{с} \,. \tag{15}$$

Для пульсара PSR B0531+21 Ω = 189.25 с$^{-1}$ наблюдаемый период T=120 дней соответствует радиусу сверхтекучей области R=10 км и значению вектора $k = 5.14 \cdot 10^{-6}$ см, а у пульсара PSR B1828-11 $\Omega = 15.51$ с$^{-1}$ наименьший наблюдаемый период T=256 дней соответствует радиусу сверхтекучей области R=6.29 км и значению $k = 8.16 \cdot 10^{-6}$ см.

Следующие наблюдаемые периоды 511 и 1009 дней являются высшими гармониками основной моды.

Отметим, что серии моделей нейтронных звезд со странным кварковым ядром были построены в работе [17]. В ней были получены интегральные характеристики: масса и радиус звезды, масса и радиус кваркового ядра, радиус "пре"-фазы. Для звезд с большой массой ($M \geq 1.44\, M_\odot$) радиус кваркового ядра порядка 10 км.

Таким образом, наличие сверхтекучего странного кваркового ядра в "CFL"-фазе позволяет объяснить наблюдаемые осцилляции угловой скорости пульсаров.

Автор благодарит Д.М. Седракяна за полезные обсуждения.

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

VORTEX LATTICE OSCILLATIONS IN ROTATING NEUTRON STAR WITH "CFL" QUARK CORE

M.K.SHAHABASYAN

The collective elastic oscillations of vortex lattice of non-abelian semisuperfluid quark vortex lines in the superfluid core of a rotating neutron star are considered. It is shown, that in the limit of the incompressible liquid in the plane orthogonal to the spin vector propagate transverse long wave modes (Tkachenko waves), which are due to the shear deformation of the vortex lattice. The periods of these modes are consistent with observed ≈100–1000 day variations in spin of PSR B0531+21 and PSR B1828-11.

Key words: *neutron stars:oscillations of semisuperfluid vortices*

ЛИТЕРАТУРА

1. *I.H.Stairs*, *A.G.Lyne*, *S.L.Shemar*, Nature, **406**, 484, 2000.
2. *B.Link*, *R.I.Epstein*, Astrophys. J., **556**, L392, 2001.
3. *J.Shaham*, Astrophys. J., **214**, 251, 1977.
4. *A.Sedrakian*, *I.Wasserman*, *J.M.Cordes*, Astrophys. J., **524**, 341, 1999.
5. *В.К.Ткаченко*, Журнал эксперим. и теор. физ., **50**, 1573, 1966.
6. *M.Ruderman*, Nature, **225**, 619, 1970.
7. *J.Noronha*, *A.Sedrakian*, Phys. Rev., **D77**, 023008, 2008.
8. *M.Alford*, *K.Rajagopal*, *F.Wilczek*, Nucl. Phys., **B537**, 443, 1999.
9. *T.Schäfer*, *F.Wilczek*, Phys. Rev. Lett., **82**, 3956, 1999.
10. *A.P.Balachandran*, *S.Digal*, *T.Matsuura*, Phys. Rev., **D73**, 074009, 2006.
11. *K.Iida*, *G.Baym*, Phys. Rev., **D66**, 014015, 2002.
12. *K.Iida*, Phys. Rev., **D71**, 054011, 2005.
13. *E.Nakano*, *M.Nitta*, *T.Matsuura*, hep-ph/0708.4096, 2007.
14. *Д.М.Седракян*, *К.М.Шахабасян*, *Д.Блашке*, *М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **51**, 633, 2008.
15. *E.B.Sonin*, Rev. Mod. Phys., **59**, 87, 1987.
16. *В.К.Ткаченко*, Журнал эксперим. и теор. физ., **56**, 1763, 1969.
17. *Г.Б.Алавердян*, *А.Р.Арутюнян*, *Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **47**, 65, 2004.