О ВРАЩЕНИИ СВЕРХПЛОТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

В.Ц.Гурович, О.Х.Гусейнов

Статистические сверхплотные конфигурации со средней плотностью $\rho_{cp} > 10^{12}$ г/км^3 имеют предельную массу $M = 1{,}55 M_{\odot}$ при радиусе R = 8,92 км [I]. Представляет интерес рассмотреть влияние вращения на параметры таких звезд.

Как известно, в обычных звездах центробежная сила может уравновесить силу гравитации. Последнее есть следствие того, что центробежная сила при условии сохранения момента возрастает пропорционально $1/r^3$, а гравитационная $\sim 1/r^2$. Однако при очень больших скоростях вращения $(v \sim c)$ центробежная сила уже растет как $\sim 1/r$, а гравитационная - как $1/r^2$. Этот пример показывает, насколько меняется ситуация при переходе к большим скоростям вращения (эффекты общей относительности обсуждаются ниже); отсюда следует малое влияние вращения на параметры нейтронных звезд.

Расчет вращающейся конфигурации по теории Ньютона довольно громоздкий, а по теории Эйнштейна трудности возрастают во много раз. Воспользуемся поэтому для оценки параметров конфигурации следующей упрощенной моделью. Будем полагать вращение звезды таким, что отклонением от сферичности гиперонного ядра, имеющего 0,93-0,97 массы всей конфигурации, можно пренебречь. При этом момент вращения звезды $\mathcal{M}$ должен быть меньше $MR_g c$ (R_g - гравитационный радиус конфигурации), что составляет момент порядка солнечного. Оболочка гиперонной звезды при таком предположении вращается фактически во внешнем гравитационном поле, созданном сферически-симметричным и вращающимся ядром.

Применение такой модели оправдано тем, что, как показывают оценки, влиянием вращения с моментом $\mathcal{M}\sim MR_g c$ на ядро конфигурации можно пренебречь (увеличение массы при этом с учетом лоренцовой поправки порядка 2%). Указанная модель есть релятивистское обобщение известной в ньютоновской теории модели Роша [2].

Внешнее гравитационное поле большой сферически-симметричной массы M с моментом $\mathcal{M}<MR_g c$ рассматривалось в работе [3] и имеет вид:

$$-g_{00}=g^{11}=(1-R_g/r),\quad g_{22}=r^2,\quad g_{33}=r^2\sin^2\theta,$$
$$g_{03}=a\sin^2\theta/r,\qquad a=2G\mathcal{M}/c^3. \tag{I}$$

Для описания движения оболочки воспользуемся релятивистским уравнением Эйлера [4], которое при помощи (I) дает

$$\frac{w}{\beta^2}\left[-\frac{1}{2}\,\frac{R_g/r^2}{(1-R_g/r)}-\frac{a\sin^2\theta\,\dot\varphi}{r^2(1-R_g/r)^{3/2}c}+\frac{\dot\varphi^2 r\sin^2\theta}{c^2}\right]=\frac{\partial\mathcal{P}}{\partial r},$$
$$\frac{w}{\beta^2}\left[\frac{2a\sin\theta\cos\theta\cdot\dot\varphi}{r(1-R_g/r)^{1/2}}+\frac{r^2\dot\varphi^2\sin\theta\cos\theta}{c}\right]=\frac{\partial\mathcal{P}}{\partial\theta}, \tag{2}$$
$$\beta^2=1-g_{33}\dot\varphi^2/c^2.$$

Здесь $w = \mathcal{P} + \mathcal{E}$ – тепловая функция единицы объема, $\dot{\varphi}$ – угловая скорость, измеренная по собственному синхронизированному времени.

Из первого уравнения системы (2) видно, что вращение ядра конфигурации приводит к появлению новой силы, частично компенсирующей центробежную силу. Отметим, что добавочная сила, зависящая так же, как и центробежная, от $\dot{\varphi}^2$, в случае вращения ядра и оболочки в разных направлениях приводила бы к увеличению деформации конфигурации.

Для получения решения системы (2) воспользуемся релятивистским химическим потенциалом

$$\frac{d\mu}{\mu} = \frac{d\mathcal{P}}{\mathcal{E} + \mathcal{P}}. \tag{3}$$

Тогда в предположении $\beta^{-2} \approx 1 + g_{33}\dot{\varphi}^2/c^2$ и твердотельного вращения $\dot{\varphi} \approx \omega/\sqrt{1 - R_g/r}$ решение (2) имеет вид:

$$\ln\frac{\mu(r)}{\mu(R)} = \frac{\omega^2}{c^2}\left[\frac{r^2}{1-R_g/r} - \frac{R^2}{1-R_g/R}\right]\frac{\sin^2\theta}{2} + \ln\sqrt{\frac{1-R_g/R}{1-R_g/r}} + \frac{\omega a \sin^2\theta}{c}\left[\frac{1}{r-R_g} - \frac{1}{R-R_g}\right]. \tag{4}$$

Здесь R – радиус ядра конфигурации, а r – координата оболочки. При заданном уравнении состояния (4) дает μ как функцию r и θ.

Для определения внешней формы звезды следует положить в (4) (см. (3)) $\mathcal{P} = 0$.

Ввиду того что толщина оболочки нейтронной конфигурации на порядок меньше размеров ядра, введем для оценки деформации оболочки величину

$$\frac{\Delta}{R} = \frac{\tilde{r} - R}{R}, \tag{5}$$

где $\tilde{r}$ – координата поверхности, а величиной $(\Delta/R)^2$ можно пренебречь.

При определении Δ/R из (4) значение $\ln \mu(\tilde{r})/\mu(R)$ выбирается таким, чтобы при отсутствии вращения толщина оболочки совпадала с имеющимися расчетами для статических конфигураций [1].

В сверхплотной конфигурации с центральной плотностью $\rho(0)\to\infty$ массой $M = 1{,}1 M_{\odot}$ и моментом вращения порядка солнечного $\mathcal{M} \sim \mathcal{M}_{\odot}$ для Δ/R на полюсе и экваторе соответственно имеем 0,127 и 0,176. Если бы ядро конфигурации не вращалось, то на экваторе Δ/R было бы равно 0,254.

В заключение выражаем благодарность А.Г.Дорошкевичу, Я.Б.Зельдовичу и И.Д.Новикову за обсуждение результатов.

Поступило в редакцию
3 июня 1965 г.

Литература

[1] Г.С. Саакян, Ю.Л.Вартанян. Астрон. ж., 49, 193, 1964.

[2] В.А.Крат. Фигуры равновесия небесных тел. М., Гостехиздат, 1950

[3] А.Г.Дорошкевич, Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. ЖЭТФ, №5, 1965.

[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехтеоретиздат, 1954 .