

**ВНЕШНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗВЕЗДЫ**

Музаффаров Алишер Лутфулла ўғли 1992-й. (+998912200946)

Национальный университет Узбекистана, Ташкент 100174

А.С. Рахматов, А.Л. Музаффаров

РЕЗЮМЕ

В последнее время в релятивистской астрофизике усилился интерес к физике сильно намагниченных нейтронных звезд (НЗ), таких как аномальные рентгеновские пульсары (АРП) и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПП, soft gamma-ray repeaters). В данной работе рассмотрен случай дипольного магнитного поля звезды и простейшее возможное возмущение поля скоростей – возмущение, генерируемое равномерным вращением диполя. В ближней зоне полученные выражения для электрического и магнитного полей сравнены с решениями, найденными в работах [1] и [2], тогда как в волновой зоне полученные поправки к электромагнитным полям использованы для вычисления релятивистских потерь энергии вращения звезды за счет электромагнитного дипольного излучения.

В результате показано, что хорошо известное выражение, полученное в рамках ньютоновского формализма и часто используемое для вычисления потерь энергии звезды на электромагнитное дипольное излучение, недооценивает значение потерь энергии приблизительно в шесть раз в случае, когда звезда является очень компактной, и приблизительно в два раза для менее компактных звезд.

Рассмотрены основные уравнения Максвелла во внешнем пространстве-времени Шварцшильда и исследованы выражения для электромагнитных полей в вакууме вблизи звезды.

Из уравнений Максвелла в ОТО можно найти решения для электромагнитных полей вблизи поверхности НЗ в виде

$$\begin{aligned}
B^\epsilon &= -\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} [\sin \theta \partial_\theta (\sin \theta \partial_\theta S) + \partial_\phi^2 S], & B^\theta &= \frac{N}{r} \partial_\theta \partial_r S + \frac{1}{Nr \sin \theta} \partial_\phi Z, \\
B^\phi &= \frac{N}{r \sin \theta} \partial_\phi \partial_r S - \frac{1}{Nr \sin \theta} \partial_\theta Z, & E^r &= -\frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} [\sin \theta \partial_\theta T] + \partial_\phi^2 T, \\
E^\epsilon &= \frac{N}{r} \partial_{\theta_r} T + \frac{1}{Nr \sin \theta} \partial_\phi X, & E^\phi &= \frac{N}{r \sin \theta} \partial_{\phi_r} T - \frac{1}{Nr} \partial_\theta X,
\end{aligned} \tag{1}$$

где $N = 1 - 2M/r$ – функция красного смещения в пространстве-времени сферически-симметричного гравитационного объекта массой M . Функции S , Z , и T , X можно назвать как «магнитные» и «электрические» функции,

Компоненты магнитного поля, возникающего при вращении диполя в ближней зоне примут вид

$$B^\epsilon = -\frac{2R^3}{8M^3} \left[\ln N^2 + \frac{2M}{r} \left(1 + \frac{M}{r} \right) \right] B_0 (\cos \chi \cos \theta + \sin \chi \sin \theta \cos \lambda), \tag{2}$$

$$B^\phi = \frac{3R^3 N}{8M^2 r} \left[\frac{r}{M} \ln N^2 + \frac{1}{N^2} + 1 \right] B_0 (\cos \chi \sin \theta - \sin \chi \cos \theta \cos \lambda), \tag{3}$$

$$B^\theta = \frac{3R^3 N}{8M^2 r} \left[\frac{r}{M} \ln N^2 + \frac{1}{N^2} + 1 \right] B_0 (\sin \chi \sin \lambda), \tag{4}$$

где $\lambda \equiv \phi - \Omega t$ и $B_0 \equiv 2\mu/R^3$ – (ньютоновское) значение магнитного поля для полярной оси, χ – угол наклона магнитной оси к оси вращения.

Компоненты электрического поля при вращении диполя в ближней зоне имеют вид

$$E^\epsilon = \frac{1}{3} \frac{E_0}{g_R} \left[\left(3 - \frac{2r}{M} \right) \ln N^2 + \frac{2M^2}{3r^2} + \frac{2M}{r} - 4 \right] B_0 (\cos \chi (3 \cos^2 \theta - 1) + \sin \chi \sin \theta \cos \theta \cos \lambda), \tag{5}$$

$$E^\phi = -\frac{1}{2} \frac{E_0}{g_R} N \left[\left(1 - \frac{r}{M} \right) \ln N^2 - 2 - \frac{2M^2}{3r^2 N^2} \right] \sin \chi \cos \theta \sin \lambda, \tag{6}$$

где по аналогии с соответствующим ньютоновским выражением, определим электрическое поле E_0 как

$$E_0 \equiv (f_R B_0) \frac{\Omega_R}{N_R} R = (f_R B_0) \Omega R, \tag{7}$$

и где f_R, g_R – сокращенные обозначения:

$$f_R \equiv -\frac{3}{8} \left(\frac{R}{M} \right)^3 \left[\ln N_R^2 + \frac{2M}{R} \left(1 + \frac{M}{R} \right) \right] = -\frac{3}{8} \left(\frac{R}{M} \right)^3 \left[\ln \left(1 - \frac{2M}{R} \right) - \frac{2M}{R} \left(1 + \frac{M}{R} \right) \right], \tag{8}$$

$$g_R \equiv \left(1 - \frac{R}{M}\right) \ln N_R^2 - \frac{2M^2}{3R^2 N_R^2} - 2 = \left(1 - \frac{R}{M}\right) \ln \left(1 - \frac{2M}{R}\right) - \frac{2}{3} \left(\frac{M}{R}\right)^2 \frac{R}{R-2M} - 2. \quad (9)$$

где $N_R^2 \equiv 1 - \frac{2M}{R}$.

Если $l=1$, то $v_{1m}=0$ и u_{11} - единственный отличный от нуля коэффициент, который определяется как:

$$u_{11} = -i \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \Omega_R^2 R^3 f_R B_0 \sin \chi. \quad (10)$$

Тогда дипольные компоненты электромагнитных полей, возбуждаемых при вращении диполя в волновой зоне, выражаются через действительные части следующих решений:

$$\begin{aligned} B^{\hat{r}} &= -i \frac{\Omega_R R^3}{N_R r^2} f_R B_0 \sin \chi \sin \theta e^{i[\Omega(r-t)+\phi]}, & E^{\hat{r}} &= 0, \\ B^{\hat{\theta}} &= \frac{1}{2} \frac{\Omega_R^2 R^3}{r} f_R B_0 \sin \chi \cos \theta e^{i[\Omega(r-t)+\phi]}, & E^{\hat{\theta}} &= \frac{i}{2r} \frac{\Omega_R R^2}{R r} E_0 \sin \chi e^{i[\Omega(r-t)+\phi]} = c B^{\hat{\phi}}, \\ B^{\hat{\phi}} &= \frac{i}{2} \frac{\Omega_R^2 R^3}{r} f_R B_0 \sin \chi e^{i[\Omega(r-t)+\phi]}, & E^{\hat{\phi}} &= -\frac{1}{2} \frac{\Omega_R R^2}{r} E_0 \sin \chi \cos \theta e^{i[\Omega(r-t)+\phi]} = -c B^{\hat{\theta}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Поскольку волновая зона расположена далеко за пределами светового цилиндра, т.е. на расстояниях $r \gg r_{ic} \equiv c/\Omega$, выражения в (11) показывают, что в этой области электромагнитные поля представляют собой радиально распространяющиеся волны, для которых $|B^{\hat{r}} / B^{\hat{\theta}}| \sim |B^{\hat{r}} / B^{\hat{\phi}}| \sim c/\Omega r \ll 1$.

Опираясь на общерелятивистские решения электродинамики намагниченных НЗ, изучены электромагнитные поля, возникающие когда проводящая поверхность намагниченной релятивистской звезды обладает ненулевым полем скоростей. Модель звезды представляет собой релятивистскую политропу в вакууме с бесконечной проводимостью. Пренебрегаются релятивистские поправки, вносимые вращением звезды в пространстве-времени и плотностью электромагнитной энергии. Оба приближения подходят для большинства быстровращающихся и намагниченных нейтронных звёзд. Полученные выражения для электромагнитного поля осциллирующих звезд показывают связь между

ОТО и ньютоновскими выражениями и могут быть использованы в астрономических исследованиях.

Мощность, испускаемая в виде дипольного электромагнитного излучения, равна

$$L_{em} = \frac{\Omega^4 R^6 \tilde{B}_0^2}{6c^3} \sin^2 \chi, \quad \tilde{B}_0 = B_0 f_R. \quad (12)$$

Сравнивая полученное выражение с ньютоновским выражением для скорости потерь энергии на дипольное электромагнитное излучение

$$(L_{em})_{Newt} = \frac{\Omega^4 R^6 B_0^2}{6c^3} \sin^2 \chi, \quad (13)$$

можно легко видеть, что релятивистские поправки, возникающие в выражении (13) объясняются усилением магнитного поля и гравитационным красным смещением на поверхности НЗ.

Наблюдательные характеристики пульсара: период P и его производную по времени \dot{P}

$$P\dot{P} = \left(\frac{2\pi^2}{2c^3} \right) \frac{1}{N_R^4} \frac{R^6 \tilde{B}_0^2}{\tilde{I}} = \left(\frac{f_R^2}{N_R^4} \frac{I}{\tilde{I}} \right) (P\dot{P})_{Newt}, \quad (14)$$

где I - момент инерции звезды и соответствующее ньютоновское выражение задано формулой

$$(P\dot{P})_{Newt} \equiv \left(\frac{2\pi}{3c^3} \right) \frac{R^6 B_0^2}{I}. \quad (14)$$

На рис. 1 показана зависимость общерелятивистского усиления потерь энергии за счет дипольного электромагнитного излучения от параметра компактности звезды. Сплошная линия представляет результат, полученный здесь [см. ур. (12) и (13)], а пунктирная линия представляет феноменологическую оценку. На вставке показано усиление магнитного поля, производимое искривлением пространства-времени для различных значений компактности звезды.

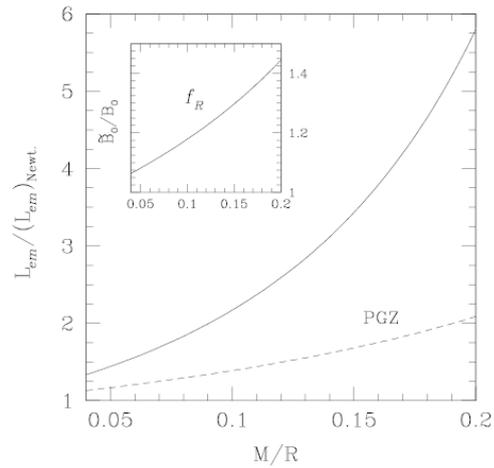


Рис.1. Зависимость общерелятивистского усиления потерь энергии за счет дипольного электромагнитного излучения от параметра компактности НЗ.

Литература:

1. Rezzolla L., Ahmedov B.J., Miller J.C. General relativistic electromagnetic fields of a slowly rotating magnetized neutron star - I. Formulation of the equations// Mon. Not. R. Astron. Soc. – 2003. – V. 338. – P. 816-831.
2. Kojima Y., Matsunaga N., Okita T. Stationary electromagnetic field in the exterior of a slowly rotating relativistic star: a description beyond the lowfrequency approximation.// Mon. Not. R. Astron. Soc.. – 2004. – V. 348. – P. 1388-1394.