

К вопросу о механизме замедления вращения радиопульсаровА.А.Филиппов¹, В.С.Бескин^{2,3}, А.К.Галишикова², Е.М.Новоселов², М.М.Рашиковецкий²¹Университет Беркли²Московский физико-технический институт (государственный университет)³Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

С самого начала изучения пульсаров магнито-дипольное излучение рассматривалось как основной механизм их торможения. Но позже было показано, что при нулевых продольных электрических токах, циркулирующих в магнитосфере, потери энергии W_{tot} равны нулю для любого угла наклона оси магнитного диполя к оси вращения χ [1]. Этот эффект, подтвержденный впоследствии в работе [2], связан с полным экранированием магнито-дипольного излучения нейтронной звезды магнитосферной плазмой. Значит, торможение вращения пульсаров должно быть полностью связано с продольными токами, циркулирующими в магнитосфере и создающими тормозящий момент \mathbf{K} . Однако результаты численного моделирования, полученные впервые в [3], а затем во многих других работах, дают следующую зависимость W_{tot} от угла наклона

$$W_{tot}^{MHD} \approx \frac{1}{4} \frac{B_0^2 \Omega^2 R^6}{c^3} (1 + \sin^2 \chi) \quad (1)$$

Как видно, это выражение имеет ту же зависимость от $\sin^2 \chi$, что и магнито-дипольные потери.

Чтобы выяснить окончательно, каков механизм замедления вращения радиопульсаров, напомним прежде всего, что ключевую роль в движении частиц в магнитосфере пульсара должен играть электрический дрейф, связанный с сильным электрическим полем, создаваемым вращением нейтронной звезды. В этом случае поперечный электрический ток может быть записан в гидродинамической форме: $\mathbf{j} = \rho_e \mathbf{U}_{dr}$, где $\mathbf{U}_{dr} = c[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/B^2$ - скорость электрического дрейфа. С другой стороны, для достаточно быстрого вращения, когда падение потенциала вблизи магнитных полюсов значительно меньше максимально возможного, электрическое поле может быть записано в виде $\mathbf{E} = -\beta_R \times \mathbf{B}$, где $\beta_R = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]/c$. Используя это соотношение, получаем:

$$\mathbf{j} = \rho_e [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] + i_{\parallel} \mathbf{B} \quad (2)$$

где i_{\parallel} - скалярная функция. Удобство выражения (2) связано с тем, что скалярная функция i_{\parallel} постоянна вдоль магнитных силовых линий. В частности, для квази-монопольного пульсарного ветра (и для случая ортогонального ротатора) имеем

$$i_{\parallel} = -3 \frac{\Omega}{c} \cos \theta \quad (3)$$

Далее, общее выражение для потерь энергии вращающейся намагниченной сферы выглядит следующим образом

$$W_{tot} = \frac{c}{4\pi} \oint [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] ds = -\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{K}; \quad \mathbf{K} = \frac{R}{4\pi} \oint [\mathbf{n} \times \mathbf{B}] (\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) ds \quad (4)$$

Здесь первая скобка в выражении для момента сил \mathbf{K} соответствует поверхностному току \mathbf{J}_s , а вторая - к магнитному полю \mathbf{B} в силе Ампера $\mathbf{F} = [\mathbf{J}_s \times \mathbf{B}]/c$. Анализ этого выражения показывает, что для объяснения потерь энергии W_{tot} (1) для $\chi = 90^\circ$ безразмерный продольный ток i_a (т.е. продольный ток, нормированный на т.н. гольдрайховский ток) должен быть достаточно большим: $i_a \approx (\square R/c)^{-1}$. С другой стороны, сравнивая полные токи (3), проходящие через верхнюю полусферу пульсарного ветра для ортогонального ротатора и через северную часть полярной шапки на поверхности звезды, можно получить

$$i_a \approx \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{-1/2} \quad (5)$$

Таким образом, объемный продольный ток, циркулирующий в магнитосфере ортогонального ротатора, слишком мал, чтобы объяснить потери энергии (1).

Для объяснения получаемых в численном счете потерь энергии для ортогонального ротатора нами были проанализированы две дополнительные возможности. Первая связана с возмущением нормальной компоненты магнитного поля в области замкнутых силовых линий. В этом случае в пределах светового цилиндра поток электромагнитной энергии должен быть достаточно равномерно распределен по объему. Вторая возможность связана с дополнительными сепаратрисными токами, текущими по поверхности, разделяющей замкнутую и разомкнутую части магнитосферы. В этом случае энергия должна распространяться лишь вдоль открытых силовых линий. Ранее не только вывести аналитически, но и оценить их соответствующие вклады не представляется возможным. Теперь мы можем получить ответ, напрямую проанализировав

результаты численного моделирования. На Рис. 1 показано, что практически весь поток энергии сосредоточен в области открытых силовых линий. Это означает, что потери энергии наклонного ротатора полностью связаны с дополнительными сепаратрисными токами.

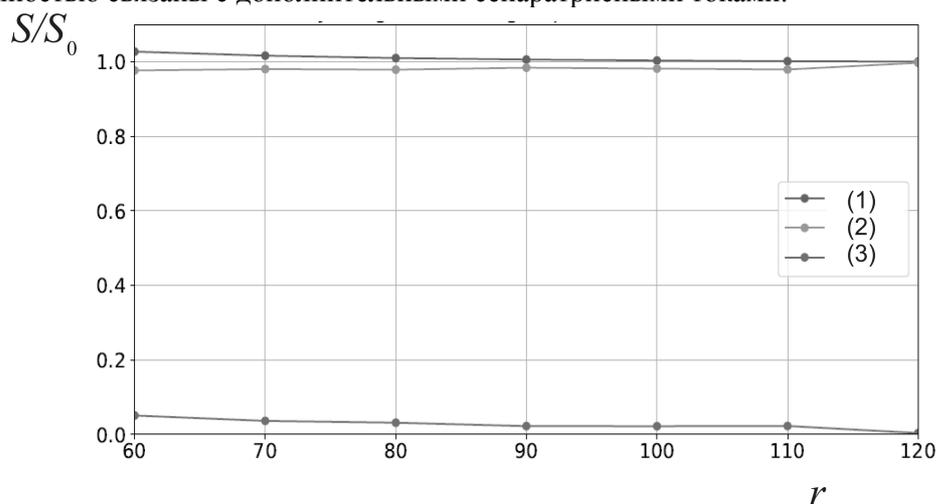


Рисунок 1. Поток электромагнитной энергии из области замкнутых (нижняя кривая) и открытых (средняя кривая) линий магнитного поля. Верхняя соответствует полным потерям энергии. Радиус нейтронной звезды (50 ячеек) в 10 раз меньше радиуса светового цилиндра.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант 17-02-00788.

Литература

1. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин И.Н. Электродинамика магнитосферы пульсаров.// ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 401-433.
2. Mestel L., Panagi P., Shibata S. Model pulsar magnetospheres: the perpendicular rotator.// Mon. Not. Royal Astron. Soc. 1999. P. 388-394
3. Spitkovsky A., Time-dependent force-free pulsar magnetospheres: axisymmetric and oblique rotators.// The Astrophysical Journal Letters. 2006. V. 648. P. L51-L54