

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АККРЕЦИОННОЙ КОЛОНКИ ДОКРИТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ: УЧЕТ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ

И. Д. Маркозов, А. Ю. Потехин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Работа посвящена моделированию спектра и поляризации излучения аккреционной колонки рентгеновского пульсара в докритическом случае. Решается самосогласованная радиационно-гидродинамическая задача о нахождении динамической структуры падающего вещества и выходящего излучения. Произведен учет упругого рассеяния в сильном магнитном поле. Используемые сечения рассеяния содержат основной циклотронный резонанс, а перенос поляризованного излучения рассчитывается для двух нормальных мод в приближении холодной плазмы.

SIMULATION OF THE ACCRETION COLUMN RADIATION FROM A SUBCRITICAL X-RAY PULSAR WITH A STRONG MAGNETIC FIELD: ACCOUNTING FOR COMPTON SCATTERING

I. D. Markozov, A. Y. Potekhin

Ioffe Institute

The article concerns the simulation of spectrum and polarization of X-ray radiation emitted by an accretion column in a subcritical case. The structure of falling plasma and characteristics of outgoing radiation are obtained self-consistently. An elastic scattering in a strong magnetic field is taken into account. The employed cross sections include the main cyclotron resonance, and the transfer of polarized radiation is calculated for two normal mods in the cold plasma approximation.

Введение

При аккреции плазмы на нейтронную звезду (НЗ) устанавливается аккреционная колонка — область, в которой вещество падает вдоль магнитных силовых линий к магнитным полюсам НЗ. Из-за того что текущее с релятивистскими скоростями вещество соударяется с поверхностью НЗ, генерируется излучение в рентгеновском диапазоне, распространяющееся через аккрецирующую плазму. Его давление существенно влияет на динамику аккреции. Сильное магнитное поле видоизменяет элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества. Их сечения начинают зависеть от поляризации, и в них появляются резонансы на циклотронной и приблизительно кратных ей частотах (циклотронных гармониках). Из-за этого в спектрах рентгеновских пульсаров наблюдаются циклотронные линии. В данной работе проводится самосогласованный расчет структуры аккреционной колонки и характеристик испускаемого ей излучения с учетом циклотронного резонанса.

Описание методики

В замагниченной плазме происходит двулучепреломление: излучение распадается на две ортогональные друг другу эллиптические поляризации — обыкновенную (O) и необыкновенную (X) моды. Большая полуось эллипса, соответствующего электрическому полю

фотонов О-моды, лежит в плоскости, содержащей направление движения фотона и направление силовых линий магнитного поля, а большая полуось эллипса Х-моды перпендикулярна этой плоскости. В вакууме нормальные моды линейно поляризованы.

Аккреция описывается системой уравнений радиационной газодинамики [1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho e + \frac{1}{2} \rho u^2) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} h + \frac{1}{2} \rho \vec{u} u^2) = Q_g - \int dE \int_{4\pi} d\Omega (j_E - k_E I_E) \\ \frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = -\frac{1}{c} \int dE \int_{4\pi} d\Omega \vec{n} (j_E - k_E I_E) + \vec{F}_g, \end{cases} \quad (1)$$

здесь ρ — плотность вещества; \vec{u} — его макроскопическая скорость; h — энтальпия; e — массовая плотность энергии. $Q_g = \rho \vec{u} \cdot \vec{g}$ — мощность силы гравитации в единичном объеме, $\vec{F}_g = \rho \vec{g}$ — ее плотность, $g = \frac{GM}{r^2}$ — ускорение свободного падения, создаваемое нейтронной звездой массой M , \vec{n} — единичный вектор направления распространения излучения, I_E — интенсивность излучения с энергией фотона E , k_E — коэффициент поглощения, j_E — коэффициент излучения. Интегральные члены описывают обмен энергией $\left(\int dE \int_{4\pi} d\Omega (j_E - k_E I_E) \right)$ и импульсом $\left(\frac{1}{c} \int dE \int_{4\pi} d\Omega \vec{n} (j_E - k_E I_E) \right)$ между излучением и веществом. Для нахождения j_E и I_E необходимо решить уравнение переноса излучения в веществе, в котором мы рассматриваем только процессы консервативного рассеяния:

$$\begin{aligned} \vec{n} \cdot \vec{\nabla} I_E^m &= j_E^m - k_E^m I_E^m = \\ &= \sum_{q=1}^2 \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' [R_{mq}(E, \Omega | E', \Omega') I_{E'}^q(\Omega') - R_{qm}(E', \Omega' | E, \Omega) I_E^m(\Omega)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь индексы m и q соответствуют двум поляризациям излучения, а $R_{mq}(E, \Omega | E', \Omega')$ — это функция перераспределения интенсивности при рассеянии фотона из энергии E' , поляризации q и направления распространения Ω' в энергию E , поляризацию m и направление Ω . Углы распространения отсчитываются от направления магнитного поля, то есть от нормали к поверхности нейтронной звезды. Мы имеем: $I_E = \sum_m I_E^m$, $j_E = \sum_m j_E^m$.

Для численного решения уравнений применялась схема расщепления. Описание гидродинамического метода, расчетной области, сетки, начальных и граничных условий содержится в работе [2]. Для расчета переноса излучения применялся метод Монте-Карло.

Мы предполагаем, что все электроны находятся на основном уровне Ландау. Для базиса вакуумных мод использовались амплитуды рассеяния, полученные в статье [3]. Они содержат один (основной) резонанс на циклотронной энергии. Его регуляризация производилась согласно процедуре, описанной в [4]. Эллиптические плазменные моды рассчитывались в приближении холодной плазмы [5]. Подробно метод расчета сечений для плазменных мод и структура применяемого нами метода Монте-Карло описаны в работе [6].

Для нахождения энергии фотонов после рассеяния необходимо знать направление, в которое они рассеиваются. Оно находится генерацией случайного числа при известной кумулятивной функции вероятности направления рассеяния фотона. Вычислять сечения и кумулятивные функции непосредственно в ходе работы программы было бы слишком затратно по времени, поэтому предварительно генерируются таблицы этих величин, а затем в процессе расчета модели по этим таблицам производится интерполяция.

Результаты

Основными параметрами модели являются: M — масса нейтронной звезды; R — ее радиус; \dot{M} — темп аккреции; R_c — радиус основания колонки. Циклотронная энергия берется

равной $E_{\text{cyc}} = 20$ кэВ, что соответствует величине магнитного поля $B = 1.7 \cdot 10^{12}$ Гс. Характеристики излучения зависят от угла θ , под которым оно выходит. Мы получаем спектры выходящего излучения от колонки с разрешением по углам. На графиках они отнормированы на максимум для каждой конкретной кривой. Угол θ отсчитывается от внешней нормали к поверхности нейтронной звезды.

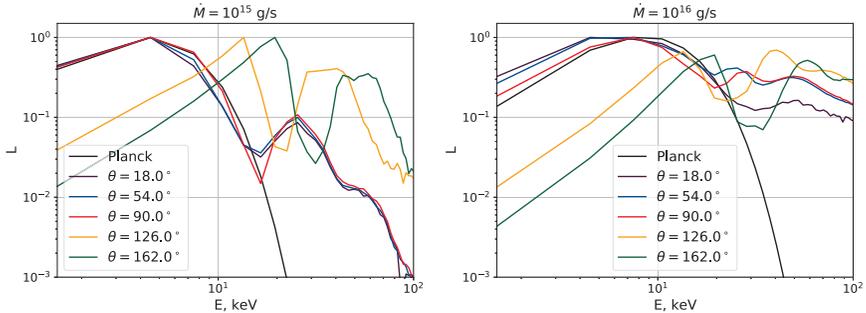


Рис. 1. Зависимость средней по поверхности колонки интенсивности для различных значений угла θ . Слева темп аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, справа $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. Параметры: $M = 1.4M_{\odot}$, $R = 12$ км, $R_c = 1$ км, $E_{\text{cyc}} = 20$ кэВ

На рис. 1 приведены моделируемые спектры для двух различных темпов аккреции и разных значений угла θ выходящего излучения. В обоих случаях при углах больше 90° наблюдается ярко выраженные циклотронные линии. Излучение, выходящее на этих углах, испытало как минимум одно рассеяние. Большая его доля идет к поверхности нейтронной звезды и впоследствии поглощается ей. Сдвиг циклотронной линии по энергиям возникает вследствие эффекта Доплера.

Параметры поляризации определялись нами согласно статье [5]. А именно, пусть I_1 — интенсивность излучения в X-мод; I_2 — в O-мод; $q = \frac{E_{\text{cyc}} \sin^2 \theta}{E - 2 \cos \theta}$, где E — энергия фотона. Тогда степени линейной (P_L) и круговой (P_c) поляризации определяются выражениями:

$$P_L = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} \frac{|q|}{\sqrt{1 + q^2}}, \quad P_c = \frac{I_1 - I_2}{I_2 + I_1} \frac{\text{sign}(q)}{\sqrt{1 + q^2}}. \quad (3)$$

Результаты моделирования поляризации приведены на рис. 2. Рассмотрено излучение, выходящее из колонки в сторону от звезды, то есть усредненное по углам θ , не превышающим 90° . Важным результатом является то, что такое излучение вблизи резонанса сильно поляризовано. Отметим, что, как следует из знака поляризации, около резонанса преобладает O-мода. Кроме того, видна сильная зависимость степени поляризации от темпа аккреции для энергий выше резонанса. Если такое поведение подтвердится в дальнейших расчетах, то это может стать дополнительным методом определения \dot{M} .

Заключение

В работе представлены результаты моделирования излучения аккреционной колонки докритического рентгеновского пульсара с сильным магнитным полем. Получены спектр и поляризация излучения, выходящего из колонки под разными углами. Наблюдается появление циклотронных линий, сильная поляризация с преобладанием O-моды вблизи резонанса и зависимость поляризации от темпа аккреции после него.

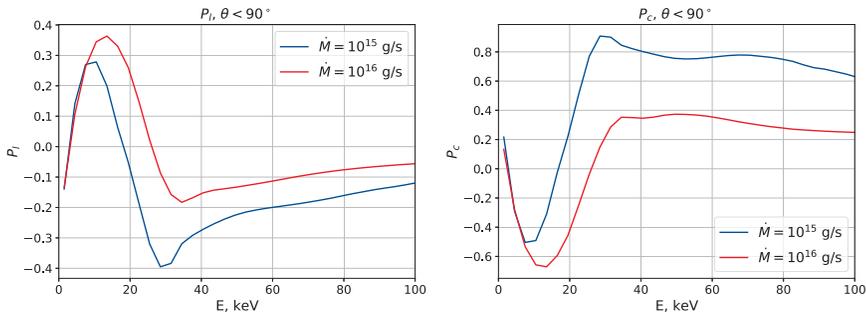


Рис. 2. Слева — степень линейной поляризации в зависимости от энергии фотона; справа — степень круговой поляризации. Результаты усреднены по углам $\theta < 90^\circ$. Параметры: $M = 1.4M_\odot$, $R = 12$ км, $R_c = 1$ км, $E_{\text{сyc}} = 20$ кэВ

Модель включает в себя только комптоновское рассеяние. Учет циклотронных и тормозных процессов, а также эффектов поляризации вакуума в сверхсильных магнитных полях является предметом дальнейшего рассмотрения. Следует подчеркнуть, что в данной работе речь идет только об излучении, выходящем из аккреционной колонки. Для моделирования наблюдаемых спектров необходимо также учесть отражение излучения атмосферой НЗ и эффекты общей теории относительности.

Работа И. Д. М. была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Авторы выражают благодарность А. Д. Каминкеру за сотрудничество, ценные замечания и предложения.

Библиографические ссылки

- [1] *Castor J. I.* Radiation Hydrodynamics. — Cambridge University Press, 2004. — 368 p.
- [2] *Маркозов И. Д.* Гидродинамическое моделирование аккреции на полюса нейтронной звезды // *Астрономия и исследование космического пространства* : тр. 2-й всеросс. с междунар. участием студ. науч. конф., Екатеринбург, 31 янв. — 4 февр. 2022 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2022. — С. 43–46.
- [3] *Herold H.* Compton and Thomson scattering in strong magnetic fields // *Phys. Rev. D.* — 1979. — Vol. 19, № 10. — P. 2868–2875.
- [4] *Nagirner D. I., Kiketz E. V.* Compton Scattering in a Strong Magnetic Field: Resonances in the Cross Sections // *Astronomical and Astrophysical Transactions.* — 1993. — Vol. 4, № 2. — P. 107–116.
- [5] *Kaminker A. D., Pavlov G. G., Shibano Yu. A.* Radiation from a Strongly Magnetized Plasma — the Case of Predominant Scattering // *Astrophysics and Space Science.* — 1982. — Vol. 86, № 2. — P. 249–297.
- [6] *Mushtukov A. A., Markozov I. D., Suleimanov V. F. et al.* Statistical features of multiple Compton scattering in a strong magnetic field // *Phys. Rev. D.* — 2022. — Vol. 105, № 10. — P. 103027. 2204.12271.