

## Излучение рентгеновского пульсара с сильным магнитным полем в случае докритической аккреции: учет комптоновского рассеяния

© И.Д. Маркозов, А.Д. Каминкер, А.Ю. Потехин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: markozoviv@mail.ru

Поступило в Редакцию 11 мая 2023 г.

В окончательной редакции 28 июля 2023 г.

Принято к публикации 30 октября 2023 г.

Проведено моделирование характеристик излучения докритических рентгеновских пульсаров с сильным магнитным полем. Произведено самосогласованное радиационно-гидродинамическое моделирование потока аккрецирующей плазмы на полюса нейтронной звезды. Рассмотрен случай докритических светимостей, учтен эффект отдачи, возникающий при упругом столкновении фотонов с падающим веществом. Использовано сечение рассеяния, содержащее основной циклотронный резонанс. Двухлучепреломление учтено в приближении холодной плазмы. В таких предположениях получены спектры и поляризация излучения аккреционной колонки.

**Ключевые слова:** рентгеновские пульсары, аккреция, перенос излучения.

DOI: 10.61011/JTF.2023.12.56815.f225-23

Нейтронные звезды (НЗ) — это компактные релятивистские объекты, имеющие массы около 1–2 масс Солнца ( $M_{\odot}$ ) и радиусы 10–15 km. Они обладают сильными магнитными полями, величина которых может достигать  $10^{11}$  Т. Если НЗ входит в состав двойной системы, то со стороны звезды-компаньона на нее может перетекать плазма. Это явление называется аккрецией. Начиная с некоторого расстояния, из-за сильного магнитного давления аккрецирующая плазма уже не может течь поперёк магнитных силовых линий, а движется вдоль них к магнитным полюсам нейтронной звезды. Непосредственно над полюсами формируется область плазмы, по форме напоминающая расширяющееся бутылочное горлышко — так называемая аккреционная колонка. Когда падающее вещество достигает поверхности НЗ, запасённая в нём кинетическая энергия высвечивается в рентгеновском диапазоне. Чем выше темп аккреции, тем больше светимость. Поскольку ось вращения НЗ не совпадает с магнитной осью, излучение, выходящее из приполярных областей НЗ, наблюдается в виде пульсаций. Такие НЗ называются рентгеновскими пульсарами (см., например, [1]).

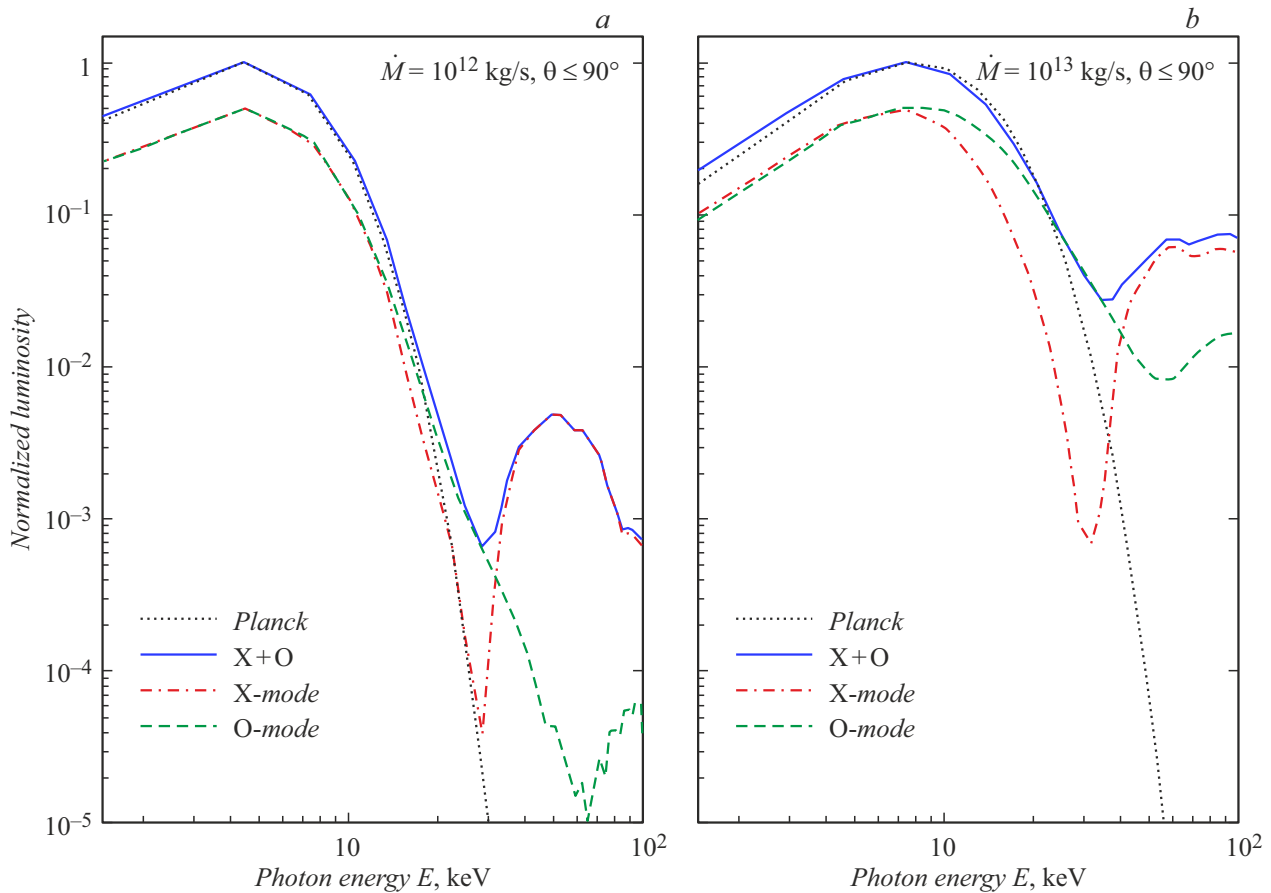
Из-за фотонного давления излучение само влияет на динамику падающей плазмы. При достижении некоторого порогового темпа аккреции вещество может полностью затормозиться на излучении. В этом случае ожидается появление радиационно-доминированной ударной волны [2]. Такая аккреция называется сверхкритической, а при темпе аккреции ниже порогового — докритической.

Настоящая работа посвящена нахождению характеристик излучения, выходящего из аккреционной колонки нейтронной звезды при докритической аккреции. Поскольку давление излучения существенно влияет на динамику падающей плазмы, которая это излучение и

порождает, то для решения задачи необходим также согласованный расчет структуры аккреционной колонки. Мы пренебрегаем кривизной магнитного поля и рассматриваем колонку как прямоугольный цилиндр. При докритической аккреции это приближение оправдано малой высотой колонки по сравнению с радиусом кривизны магнитного поля. Математически система описывается уравнениями радиационной гидродинамики совместно с уравнениями переноса поляризованного излучения [3].

Замагниченная плазма — это двухлучепреломляющая среда, в которой рентгеновское излучение распространяется в виде нормальных мод, называемых обыкновенной (О-мода) и необыкновенной (Х-мода) волнами. Эти две волны эллиптически поляризованы, причем большая полуось эллипса электрического вектора О-моды лежит в плоскости магнитного поля и направления движения фотона, а большая полуось эллипса Х-моды — перпендикулярно ей.

Система уравнений гидродинамики и переноса излучения решается при помощи расщепления схемы. Шаг по времени делится на два подшага, на одном из которых при помощи гидродинамического кода Virginia Hydrodynamics 1 (VH-1) решается чисто гидродинамическая система с учетом гравитации. Полученное гидродинамическое решение задает начальные данные на втором подшаге, на котором производится расчет переноса излучения и обмена энергией-импульсом между фотонами и плазмой. Для этого реализован метод Монте-Карло. Выходными данными являются характеристики испускаемого колонкой излучения и изменение энергии-импульса для каждой расчетной ячейки в аккреционной колонке. Исходя из этого, пересчитываются итоговые динамические характеристики плазмы для полного шага по времени.



**Рис. 1.** Суммированные по углам  $\theta < 90^\circ$  светимости колонки в зависимости от энергии фотона в X-мод (красная линия (в онлайн версии)), O-мод (зеленая (в онлайн версии)), сумме по модам (синяя (в онлайн версии)) и исходный чернотельный спектр (черная); *a* — темп аккреции  $\dot{M} = 10^{12}$  kg/s; *b* —  $\dot{M} = 10^{13}$  kg/s. Нормировка производится на максимум суммарного спектра.

Основным процессом взаимодействия излучения и вещества в аккреционной колонке является комптоновское рассеяние. Процессами истинного поглощения и излучения среды в настоящей работе мы пренебрегаем.

Магнитное поле сильно влияет на сечение рассеяния. В расчете амплитуд для фотонов линейных поляризаций мы используем нерелятивистские выражения из работы [4], содержащие основной циклотронный резонанс. Двухлучепреломление в среде рассчитывается в приближении холодной плазмы [5]. Переход от амплитуд для линейных мод к амплитудам эллиптических поляризаций производится согласно методике, описанной в статье [6]. Для экономии времени счета мы предварительно генерируем таблицы сечений, зависящих от направления распространения фотона, его энергии и поляризации. Наряду с этим, создаются таблицы для кумулятивных функций распределения вероятности фотона быть рассеянным в определенном направлении. При расчете переноса излучения производится линейная интерполяция по этим таблицам.

Параметрами модели являются радиус  $R$  и масса  $M$  НЗ, радиус  $r_c$  аккреционной колонки, темп аккреции  $\dot{M}$  и энергия циклотронного резонанса  $E_{cyc}$ , пропорцио-

нальная магнитной индукции  $B$ . В представленных ниже примерах результатов расчетов часть этих параметров фиксирована:  $M = 1.4 M_\odot$ ,  $R = 12$  km,  $r_c = 1$  km,  $E_{cyc} = 6.4 \cdot 10^{-15}$  J (40 keV).

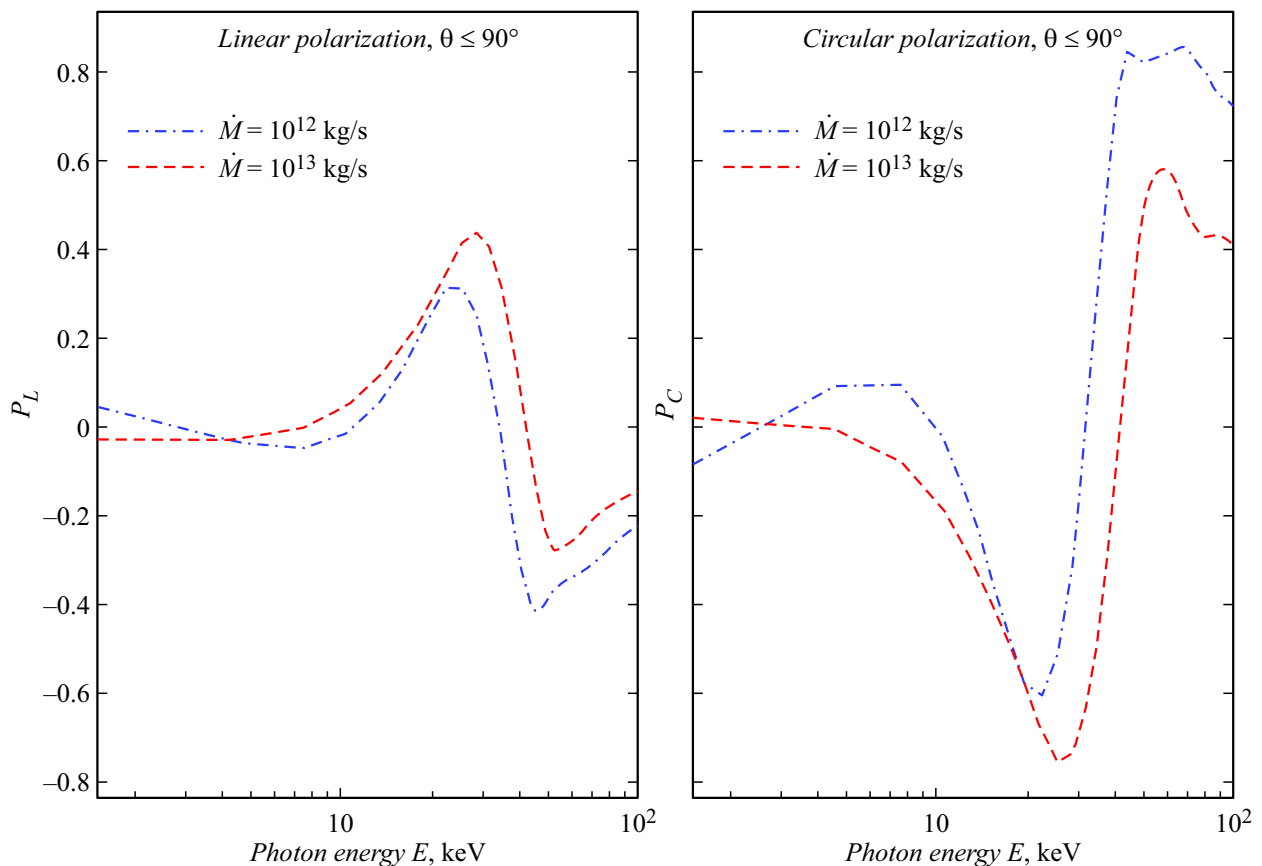
На рис. 1 изображены суммированные по углам  $\theta < 90^\circ$  светимости аккреционной колонки в разных модах (угол  $\theta$  отсчитывается от внешней нормали к поверхности звезды). Такие углы выбраны потому, что излучение на них идет непосредственно в сторону наблюдателя, не пересекая поверхность НЗ. На спектрах виден провал, соответствующий циклотронной особенности. В этой области основной вклад в излучение колонки дает O-мода. При более высоких энергиях фотонов начинает преобладать X-мода.

Зная интенсивности нормальных мод, можно рассчитать степень поляризации излучения. Для случая холодной плазмы степень линейной и круговой поляризаций рассчитывается по формулам

$$P_L = (I_2 - I_1)|q|/((I_2 - I_1)(1 + q^2)^{1/2})$$

и

$$P_C = (I_1 - I_2)\text{sign}(q)/((I_2 - I_1)(1 + q^2)^{1/2}),$$



**Рис. 2.** Слева — степень линейной, справа — круговой поляризации в зависимости от энергии фотонов. Синяя линия (в онлайн версии) —  $\dot{M} = 10^{12}$  kg/s, красная (в онлайн версии) —  $\dot{M} = 10^{13}$  kg/s. Излучение суммировано по углам  $\theta < 90^\circ$ .

соответственно, где  $q = E_{\text{cyc}} \sin^2 \theta / (2E \cos \theta)$ , а  $E$  — энергия фотона,  $I_1$  — интенсивность в X-моду,  $I_2$  — в O-моду. Рассчитанные степени поляризации приведены на рис. 2. В резонансе излучение сильно поляризовано, а на более низких энергиях степень поляризации значительно ниже. Так, при энергиях излучения  $< 10$  keV линейная поляризация может составлять несколько процентов, что согласуется с новейшими данными IXPE о поляризации излучения рентгеновских пульсаров [7]. Степень поляризации вблизи резонанса и при больших энергиях существенно зависит от темпа аккреции. Если этот результат подтвердится в более строгих расчетах, то степень поляризации можно будет использовать в качестве дополнительного параметра, позволяющего определить темп аккреции вблизи поверхности НЗ.

### Финансирование работы

Работа И.Д. Маркозова была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

### Список литературы

- [1] A.A. Mushtukov, P.A. Verhagen, S.S. Tsygankov, M. van der Klis, A.A. Lutovinov, T.I. Larchenkova. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **474** (4), 5425 (2018). DOI: 10.1093/mnras/stx2905
- [2] M.M. Basko, R.A. Sunyaev. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **175**, 395 (1976). DOI: 10.1093/mnras/175.2.395
- [3] J.I. Castor. *Radiation Hydrodynamics* (Cambridge University Press, NY, 2004), p. 85. DOI: 10.1017/CBO9780511536182
- [4] H. Herold. *Phys. Rev. D*, **19** (10), 2868 (1979). DOI: 10.1103/PhysRevD.19.2868
- [5] Ю.Н. Гнедин, Г.Г. Павлов. *ЖЭТФ*, **65** (5), 1806 (1973). [Yu.N. Gnedin, G.G. Pavlov. *Sov. Phys. —JETP*, **38** (5), 903 (1974).]
- [6] A.A. Mushtukov, I.D. Markozov, V.F. Suleimanov, D.I. Nagirner, A.D. Kaminker, A.Y. Potekhin, S. Portegies Zwart. *Phys. Rev. D*, **105** (10), 103027 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevD.105.103027
- [7] V. Doroshenko, J. Poutanen, S.S. Tsygankov, V.F. Suleimanov, M. Bachetti, I. Caiazzo, E. Costa, A. Di Marco, J. Heyl, F. La Monaca, F. Mulieri, A.A. Mushtukov, G.G. Pavlov, B.D. Ramsey, J. Rankin, A. Santangelo, P. Soffitta, R. Staubert, M.C. Weisskopf, S. Zane, I. Agudo, L.A. Antonelli, L. Baldini, W.H. Baumgartner, R. Bellazzini, S. Bianchi, S.D. Bongiorno, R. Bonino, A. Brez, N. Bucciantini, F. Capitanio, S. Castellano, E. Cavazzuti, S. Ciprini, A. De Rosa, E. Del Monte, L. Di Gesu, N. Di Lalla, I. Donnarumma, M. Dovciak, S.R. Ehlert,

T. Enoto, Y. Evangelista, S. Fabiani, R. Ferrazzoli, J.A. Garcia, Sh. Gunji, K. Hayashida, W. Iwakiri, S.G. Jorstad, V. Karas, T. Kitaguchi, J.J. Kolodziejczak, H. Krawczynski, L. Latronico, I. Liodakis, S. Maldera, A. Manfreda, F. Marin, A. Marinucci, A.P. Marscher, H.L. Marshall, G. Matt, I. Mitsuishi, T. Mizuno, C.-Y. Ng, S.L. O'Dell, N. Omodei, Ch. Oppedisano, A. Papitto, A.L. Peirson, M. Perri, M. Pesce-Rollins, M. Pilia, A. Possenti, S. Puccetti, A. Ratheesh, R.W. Romani, C. Sgró, P. Slane, G. Spandre, R.A. Sunyaev, T. Tamagawa, F. Tavecchio, R. Taverna, Y. Tawara, A.F. Tennant, N.E. Thomas, F. Tombesi, A. Trois, R. Turolla, J. Vink, K. Wu, F. Xie. *Nature Astronomy*, **6**, 1433 (2022). DOI: 10.1038/s41550-022-01799-5