

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АККРЕЦИОННОГО КАНАЛА РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

© 2023 г. И. Д. Маркозов^{1*}, А. Д. Каминкер¹, А. Ю. Потехин¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10.09.2023 г.

После доработки 09.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Построена самосогласованная радиационно-гидродинамическая модель аккреционного канала докритических рентгеновских пульсаров. Учтено влияние наличия резонанса в сечении рассеяния на процесс аккреции и перенос излучения. Показано, что эффективность торможения плазмы излучением зависит от величины магнитного поля B . Для $B = 1.7 \times 10^{12}$ Гс построены спектры и степень линейной поляризации излучения, выходящего из аккреционного канала. В полученных спектрах форма циклотронной линии зависит от направления выходящего излучения. Степень линейной поляризации выходящего излучения составила 30–40% вблизи циклотронного резонанса, а на энергиях, существенно ниже резонансной, она может быть малой ($\lesssim 5$ –10%).

Ключевые слова: нейтронные звезды, рентгеновская астрономия.

DOI: 10.31857/S0320010823100030, **EDN:** MVAQIC

1. ВВЕДЕНИЕ

Аккрецирующие рентгеновские пульсары обладают магнитными полями 10^{11} – 10^{13} Гс (см., например, обзор Муштукова, Цыганкова, 2022). Плазма, перетекающая на такой пульсар, достигнув магнитосферы, вмораживается в магнитное поле и движется вдоль него к магнитным полюсам нейтронной звезды. Плазма в аккреционном канале вблизи полюсов движется с умеренно релятивистскими скоростями почти перпендикулярно поверхности (Дэвидсон, 1973). Кинетическая энергия плазмы перерабатывается в излучение, давление которого может быть настолько сильным, что оно влияет на динамику падающего вещества. Чем выше темп аккреции, тем выше светимость. При превышении некоторого порогового темпа аккреции излучение способно полностью затормозить вещество. В таком случае ожидается появление в канале радиационно-доминированной ударной волны (Баско, Сюняев, 1976), за фронтом которой образуется область медленного оседания вещества. Рентгеновские пульсары такого типа мы будем называть *сверхкритическими*, а при темпе аккреции ниже порогового — *докритическими*.

Большое количество новейших наблюдательных данных по рентгеновским пульсарам обуслов-

ливает важность и актуальность задачи теоретического моделирования структуры и излучения этих объектов. При этом на сегодняшний день не существует достаточно полной теоретической модели, способной описать все разнообразие физических процессов в широком диапазоне параметров рентгеновских пульсаров. Из-за того что порождаемое аккрецией излучение активно влияет на сам процесс аккреции, теоретическое моделирование структуры аккреционного канала и характеристик его излучения необходимо проводить самосогласованным образом. Пример таких расчетов в стационарном случае представлен в работах Уэста и др. (2017а,б). Нестационарное моделирование без расчета спектров было впервые проведено в работе Клейна и Аронса (1989). Было показано зарождение радиационно-доминированной ударной волны в аккреционном канале сверхкритического пульсара. Одномерный расчет процесса установления стационарного течения в каналах сверхкритических пульсаров проведен в работе Аболмасова и Липуновой (2023), в которой была учтена возможность протекания канала при сильно сверхкритических темпах аккреции и найдены границы применимости аналитического решения Баско и Сюняева (1976). Моделирование излучения рентгеновских пульсаров, строго учитывающее влияние магнитного поля на перенос излучения в плазме, проводилось отдельно от решения уравнений гид-

*Электронный адрес: markozoviv@mail.ru

родинамики. Наиболее детальные расчеты, позволяющие получить спектры рентгеновских пульсаров с циклотронными особенностями, проведены с применением метода Монте-Карло Швармом и др. (2017).

В настоящей работе мы рассмотрим докритические рентгеновские пульсары с аккреционным каналом, полностью заполненным плазмой. Для таких систем мы представим результаты самосогласованного радиационно-гидродинамического моделирования структуры канала и выходящего из него излучения. Важным отличием нашей работы от предыдущих является совместный расчет переноса излучения и гидродинамики аккреции с учетом двулучепреломления и резонансного рассеяния в магнитном поле. Кроме того, применяемый нами метод не использует диффузионное приближение, что позволяет рассматривать докритические пульсары с малой плотностью вещества в аккреционных каналах.

2. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В аккреционных каналах рентгеновских пульсаров большую роль может играть квантование движения электрона поперек магнитных силовых линий (см., например, Соколов, Тернов, 1974). Электроны занимают энергетические уровни (уровни Ландау), каждый из которых соответствует определенному значению поперечного импульса. При этом полная энергия электрона с импульсом вдоль поля p_z на уровне Ландау с номером n ($n = 0, 1, \dots$) равна

$$E_n = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p_z^2 + 2nmc^2 E_{\text{сус}}}, \quad (1)$$

где $E_{\text{сус}} = \hbar e B / (mc)$ — циклотронная энергия, e — заряд электрона, m — его масса, B — магнитная индукция, $\hbar$ — приведенная постоянная Планка и c — скорость света. Мы предполагаем, что все электроны находятся на основном уровне Ландау, и рассматриваем переходы только с основного на основной уровень, что оправдано коротким временем жизни электронов на возбужденных уровнях Ландау по сравнению с характерным временем свободного пробега электрона в магнитосфере пульсара (см., например, Месарош, 1992).

Замагниченная плазма является двулучепреломляющей средой: в ней излучение распадается на две волны, необыкновенную и обыкновенную (см., например, Гинзбург, 1967; Гнедин, Павлов, 1973), которые часто называют Х- и О-модами. В общем случае они обладают эллиптической поляризацией, причем большая полуось эллипса, описываемого электрическим вектором О-моды, лежит в плоскости, образуемой вектором магнитного поля и волновым вектором фотона, а большая полуось эллипса Х-моды перпендикулярна этой плоскости.

Эллиптичность нормальных мод зависит от энергии фотона и направления его распространения. В настоящей работе она вычисляется без учета поляризации вакуума и температурных эффектов в плазме (см., например, рис. 1 и формулу (3) в работе Муштукова и др., 2022). При этом для применимости приближения нормальных мод достаточно, чтобы выполнялось условие (Гнедин, Павлов, 1973) $\min(\omega, \omega_{\text{сус}}) \gg \nu_e$, где ω — частота фотона, $\omega_{\text{сус}}$ — циклотронная частота, ν_e — частота столкновений электронов. Частоты излучательных и безызлучательных столкновений электронов с протонами в квантующих магнитных полях приведены в статье Потехина и Лая (2007). На их основе легко убедиться, что условие применимости приближения нормальных мод в рассматриваемом нами аккреционном канале выполняется с большим запасом. Например, пренебрегая для оценки по порядку величины кулоновскими логарифмами и полагая $B = 2 \times 10^{12}$ Гс, $\rho = 10^{-5}$ г/см³ и $E = T = 1$ кэВ, находим $\nu_e / \omega \sim 10^{-10}$.

Сечения радиационных процессов в сильном магнитном поле зависят от поляризации. Кроме того, в них имеются резонансы, которые приводят к появлению циклотронных линий в спектрах рентгеновских пульсаров. Мы будем рассматривать только процессы комптоновского рассеяния фотонов электронами в сильном магнитном поле. При этом выполняются законы сохранения энергии и продольного импульса, тогда как поперечный импульс не сохраняется. Для фотонов нормальных мод мы используем приближенные выражения сечений рассеяния, полученные Херольдом (1979), содержащие только основной резонанс на циклотронной энергии $E_{\text{сус}}$. Для расчета двулучепреломления используется приближение холодной плазмы (Гинзбург, 1967; Гнедин, Сюняев, 1974), в котором не учитывается влияние теплового движения электронов на тензор диэлектрической проницаемости. Мы пренебрегаем также поляризацией вакуума (Павлов, Гнедин, 1984). Полные выражения для сечений рассеяния в представлении эллиптических мод приведены в работе Муштукова и др. (2022). При усреднении сечений по ансамблю электронов использовалось релятивистское распределение Максвелла с температурой $T = 5$ кэВ. Такой подход, при котором T не рассчитывается самосогласованно, для энергий излучения в области резонанса дает только качественные результаты.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Движение плазмы в аккреционном канале мы описываем нерелятивистскими уравнениями ради-

ационной гидродинамики (Кастор, 2004):

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) + \nabla p = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_r, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \epsilon + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \\ + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} h + \frac{1}{2} \rho \mathbf{v} v^2 \right) = Q_g + Q_r. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность вещества, $\mathbf{v}$ — его скорость, p — давление, $\rho \epsilon$ — плотность внутренней энергии, ρh — плотность энтальпии, $\mathbf{F}_g = \rho \mathbf{g}$ — плотность силы гравитации, $Q_g = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g}$ — ее мощность, а $\mathbf{g}$ — гравитационное ускорение. Мы пренебрегаем эффектами общей теории относительности, поэтому $g = GM/r^2$, где M — масса звезды, r — расстояние до ее центра, G — ньютоновская постоянная тяготения. Слагаемое $Q_r = - \int dE \int d\Omega (\epsilon_E - \alpha_E I_E)$ — плотность мощности обмена энергией между плазмой и излучением, а $\mathbf{F}_r = -\frac{1}{c} \int dE \int d\Omega \mathbf{\Omega} (\epsilon_E - \alpha_E I_E)$ характеризует обмен импульсом между ними, где α_E — коэффициент поглощения средой фотонов с энергией E , ϵ_E — коэффициент их излучения, $\mathbf{\Omega}$ — единичный вектор направления распространения фотона, $d\Omega$ — элемент телесного угла, а I_E — лучевая интенсивность¹. Чтобы рассчитать I_E , Q_r и $\mathbf{F}_r$, необходимо решить уравнение переноса излучения в среде:

$$\begin{aligned} \mathbf{\Omega} \cdot \nabla I_E^m &= \epsilon_E^m - \alpha_E^m I_E^m = \\ &= \sum_{q=1}^2 \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' [R_{mq}(E, \Omega|E', \Omega') I_{E'}^q(\Omega') - \\ &- R_{qm}(E', \Omega'|E, \Omega) I_E^m(\Omega)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь индексы m и q означают поляризацию фотона ($m, q = 1$ и 2 для Х- и О-моды соответственно), $R_{mq}(E, \Omega|E', \Omega')$ — коэффициент рассеяния фотонов с энергией E' , летящих в направлении Ω' и имеющих поляризацию q , в состояние с энергией E , направлением Ω и поляризацией m . Мы пренебрегаем истинным поглощением и излучением, а также вынужденными процессами, и рассматриваем только рассеяние, в котором сохраняется фотон. Полная лучевая интенсивность и полный коэффициент излучения дает сумма по поляризациям: $I_E = \sum_{m=1}^2 I_E^m$, $\epsilon_E = \sum_{m=1}^2 \epsilon_E^m$.

¹ Величины I_E и ϵ_E нормированы на единичный интервал энергии фотона: $I_E = I_\nu / (2\pi\hbar)$, $\epsilon_E = \epsilon_\nu / (2\pi\hbar)$, где I_ν и ϵ_ν — лучевая интенсивность и коэффициент излучения, нормированные на единичный интервал частот (см., например, Соболев, 1985).

К системе уравнений радиационной гидродинамики (2) необходимо поставить граничные условия. Мы предполагаем, что на верхней границе канала вещество находится в состоянии свободного падения и при некотором фиксированном темпе аккреции $\dot{M}$ имеет скорость $v = \sqrt{2GM/(R+H)}$, где R — радиус нейтронной звезды, H — высота канала. Давлением газа на верхней границе мы пренебрегаем. Оно не влияет существенным образом на получающиеся решения, так как динамика потока слабо зависит от газового давления.

Вопрос о выборе граничных условий у поверхности нейтронной звезды менее тривиален. Эта проблема обсуждалась, например, в работах Баско и Сюняева (1976) и Кирка (1984). Здесь мы выбираем самый простой тип граничного условия: $\dot{E}_r = \dot{E}_k + \dot{E}_{\text{back}}$, где $\dot{E}_k$ — кинетическая энергия вещества, втекающего за единицу времени в нижнюю границу, $\dot{E}_{\text{back}}$ — мощность излучения, рассеянного из аккреционного канала в нижнюю границу, $\dot{E}_r$ — мощность излучения, испускаемого с нижней границы и обладающего планковским спектром. Предполагается, что в начальный момент времени все вещество находится в состоянии свободного падения.

4. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ

Совместная система уравнений радиационной гидродинамики и переноса излучения решалась с помощью схемы с расщеплением. Шаг по времени дробился на два подшага. На первом решались уравнения гидродинамики без излучения. Это делалось с помощью библиотеки VH-1 (“Virginia Hydrodynamics 1”, <http://wonka.physics.ncsu.edu/pub/VH-1/>). В ней реализован кусочно-параболический метод третьего порядка точности с переходом на лагранжеву сетку (PPMLR, разработан Колеллой и Вудвордом, 1984), принадлежащий к классу годуновских методов. На втором подшаге методом Монте-Карло рассчитывался перенос излучения. При этом в качестве значений плотности и скорости в аккреционном канале использовались распределения, полученные на первом подшаге. Во время элементарного процесса рассеяния рассчитывалось изменение энергии и импульса плазмы в данной точке. Далее по известным изменениям этих величин за весь радиационный подшаг пересчитывались итоговые значения давления и скорости плазмы.

Для учета комптоновского рассеяния были сгенерированы таблицы кумулятивной функции распределения вероятности $f_{mq}(E_i, \theta_i, \theta_f)$ того, что фотон с энергией E_i , поляризацией q , летящий под углом θ_i к магнитному полю, после рассеяния

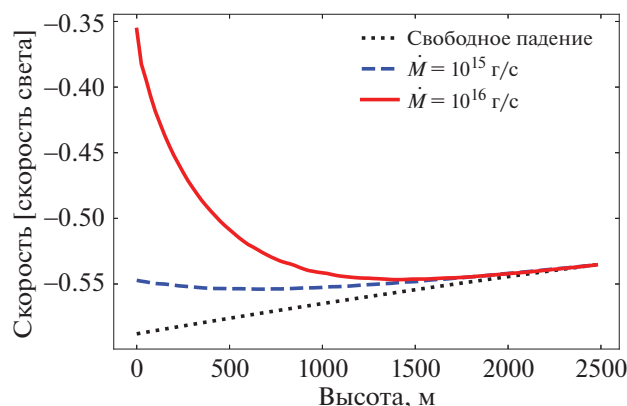


Рис. 1. Профили скорости аккрецирующего вещества в единицах скорости света в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды. Черная пунктирная линия соответствует свободному падению, синяя штрихованная — темпу аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, красная сплошная — $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. Параметры: $M = 1.4 M_{\odot}$, $R = 12$ км, $R_c = 1$ км, $H = 2.5$ км, сечение рассеяния томсоновское. Все величины усреднены по радиальной координате в аккреционном канале и соответствуют установившимся течениям.

на покоящемся электроне будет иметь поляризацию m и угол к магнитному полю θ_f . Табличные значения f были интерполированы для произвольных значений параметров в системе покоя рассеивающих электронов. Аккрецирующее вещество движется с некоторой скоростью, поэтому вначале происходит переход из системы отсчета нейтронной звезды в (движущуюся) систему покоя плазмы. Энергия фотона E_i^p и угол θ_i^p в этой системе отсчета вычисляются по формулам преобразований Лоренца. Значение угла после рассеяния в системе отсчета плазмы определяется как $\theta_f^p = f^{-1}(E_i^p, \theta_i^p, \eta)$, где η — сгенерированная случайная величина с равномерным распределением, f^{-1} — обратная функция. Угол в системе отсчета нейтронной звезды находится с использованием обратных преобразований Лоренца. Энергия фотона после рассеяния при известном угле вычисляется на основе законов сохранения энергии и импульса (при этом в рассматриваемом случае $n = 0$ достаточно учитывать только продольный импульс электрона p_z).

Мы пренебрегаем кривизной магнитного поля и считаем, что аккреционный канал имеет форму цилиндра. Это приближение оправдано, когда высоты, на которых давление излучения влияет на динамику плазмы, малы по сравнению с радиусом нейтронной звезды. По высоте канал делился на отрезки равной длины, а по поперечной координате (радиусу, отсчитываемому от оси цилиндра) — на кольца равных площадей. Считаем, что плазма полностью вморожена в магнитное поле. Тогда макроскопическое движение вещества поперек силовых линий отсутствует и гидродинамическая

задача превращается из двумерной в ряд одномерных: проводится отдельный расчет для каждого кольца. Напротив, перенос излучения рассчитывался полностью в трехмерном виде.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основные параметры модели — масса нейтронной звезды M , ее радиус R , темп аккреции $\dot{M}$, радиус аккреционного канала R_c , его высота H , циклотронная энергия $E_{\text{сус}}$. Мы рассматривали нейтронную звезду с массой $M = 1.4 M_{\odot}$ и радиусом $R = 12$ км и аккреционный канал с радиусом $R_c = 1$ км и высотой $H = 2.5$ км.

5.1. Гидродинамика

В наших расчетах эволюция гидродинамических характеристик отслеживалась до установления стационарного течения плазмы в канале. На рис. 1 и 2 приведены графики зависимости скорости и давления от высоты над поверхностью нейтронной звезды для установившихся течений. Отрицательный знак скорости означает, что движение происходит к поверхности нейтронной звезды. Величины усреднены по радиальной координате в цилиндре, что соответствует одномерному моделированию. Из графиков видно, что вещество вблизи поверхности тормозится, причем торможение тем сильнее, чем больше темп аккреции. Оно обусловлено давлением излучения на аккрецируемое вещество. Излучение генерируется в результате столкновения падающей плазмы с поверхностью нейтронной звезды. Торможение вещества происходит на масштабе ~ 1 – 2 км. Это намного меньше

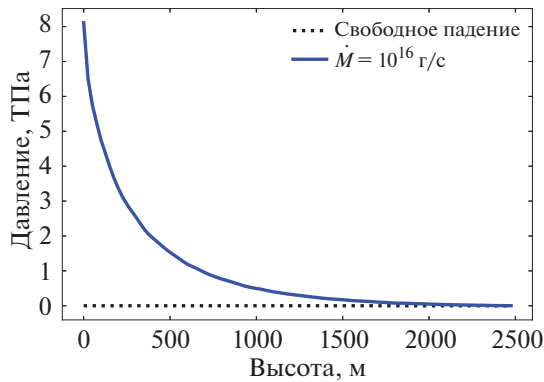


Рис. 2. Профили давления в аккреционном канале (в единицах 10^{12} Па), усредненного по радиальной координате (цилиндра) в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды. Черная пунктирная линия соответствует свободному падению, синяя сплошная — установившемуся течению с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{16}$ г/с.

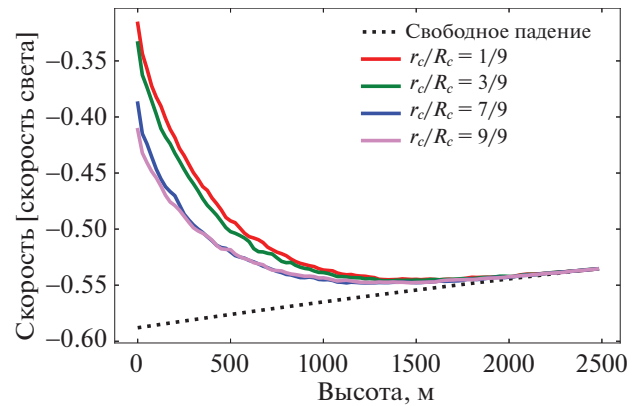


Рис. 3. Профили скорости вещества в единицах скорости света в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды при разных расстояниях r_c от оси аккреционного канала. Красная (верхняя) кривая — $r_c/R_c = 1/9$ (центральные области канала), зеленая — $r_c/R_c = 3/9$, синяя — $r_c/R_c = 7/9$, фиолетовая $r_c/R_c = 9/9$ (край канала). Темп аккреции $\dot{M} = 10^{16}$ г/с, сечение рассеяния томсоновское. Распределения соответствуют установившимся течениям.

радиуса звезды, что оправдывает цилиндрическое приближение для аккреционного канала.

Профили скорости в канале для разных расстояний от оси цилиндра приведены на рис. 3. Видно, что наиболее сильное торможение испытывает плазма, находящаяся в центре канала, а к краям оно монотонно ослабевает. Однако этот эффект не столь ярко выражен, как в случае сверхкритической аккреции (см., например, Муштуков и др., 2015; Горностаев, 2021).

На рис. 4 приведены сравнения профилей скорости в аккреционном канале, полученных для томсоновского сечения рассеяния и сечения в магнитном поле, учитывающего циклотронный резонанс. Особенностью рассеяния в сильном магнитном поле является наличие более резкого градиента скорости в областях канала, близких к поверхности нейтронной звезды. Таким образом, более сильное торможение за счет резонансных процессов происходит на меньших высотах, чем в случае томсоновского рассеяния. Действительно, в области резонанса длина свободного пробега сравнительно небольшой части фотонов с энергиями $E \sim E_{\text{сус}}$ сильно уменьшается, что приводит к уменьшению эффективной высоты торможения. Тем не менее при циклотронной энергии $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ ($B = 1.7 \times 10^{12}$ Гс) и температуре граничной поверхности, излучающей планковский спектр, $T = 3$ кэВ, скорость плазмы v у самой поверхности нейтронной звезды оказывается приблизительно равной $-0.35c$, как и в случае томсоновского рассеяния. Однако для еще более сильных магнитных полей резкое торможение вещества у самой поверхности звезды заметно меньше, чем в случае $E_{\text{сус}} =$

$= 20$ кэВ. Так, на рис. 4 показан профиль скорости аккреции при $E_{\text{сус}} = 40$ кэВ ($B = 3.4 \times 10^{12}$ Гс) и температуре на нижней границе $T = 2.8$ кэВ, когда скорость у поверхности звезды составляет $v \approx -0.45c$. В этом случае энергии большинства фотонов $E \sim T$ сильнее сдвинуты в область $E \ll E_{\text{сус}}$, в которой сечения рассеяния подавляются малым фактором $(E/E_{\text{сус}})^2$, при этом количество резонансных (обеспечивающих торможение) фотонов существенно убывает, что приводит к относительно увеличению скорости аккрецирующей плазмы.

Отметим, что сравнение структуры аккреционных каналов докритического пульсара при рассеянии в сильных магнитных полях и при томсоновском рассеянии согласуется с результатами аналогичного сравнения в работе Шэна и др. (2023) для сверхкритического режима аккреции.

5.2. Излучение

Наряду с распределением гидродинамических величин, мы моделируем также характеристики излучения, выходящего из аккреционного канала. На рис. 5 приведены спектральные (по энергии фотонов) распределения плотности потока энергии фотонов вокруг разных направлений θ . Здесь угол θ отсчитывается от внешней нормали к поверхности нейтронной звезды, т.е. значение $\theta = 90^\circ$ соответствует направлению, перпендикулярному стенкам канала. Циклотронный резонанс соответствует энергии $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ.

В спектрах наблюдаются циклотронные линии поглощения, причем наиболее ярко они выражены

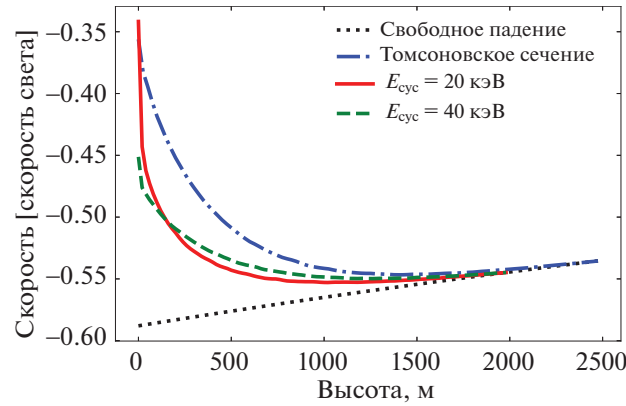


Рис. 4. Профили скорости в единицах скорости света в зависимости от высоты над поверхностью нейтронной звезды для случая немагнитного томсоновского сечения (синяя штрихпунктирная линия), магнитного сечения с $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ (красная сплошная) и $E_{\text{сус}} = 40$ кэВ (зеленая штриховая). Черная пунктирная кривая соответствует состоянию свободного падения. Все величины усреднены по радиальной координате в аккреционном канале и соответствуют установившимся течениям.

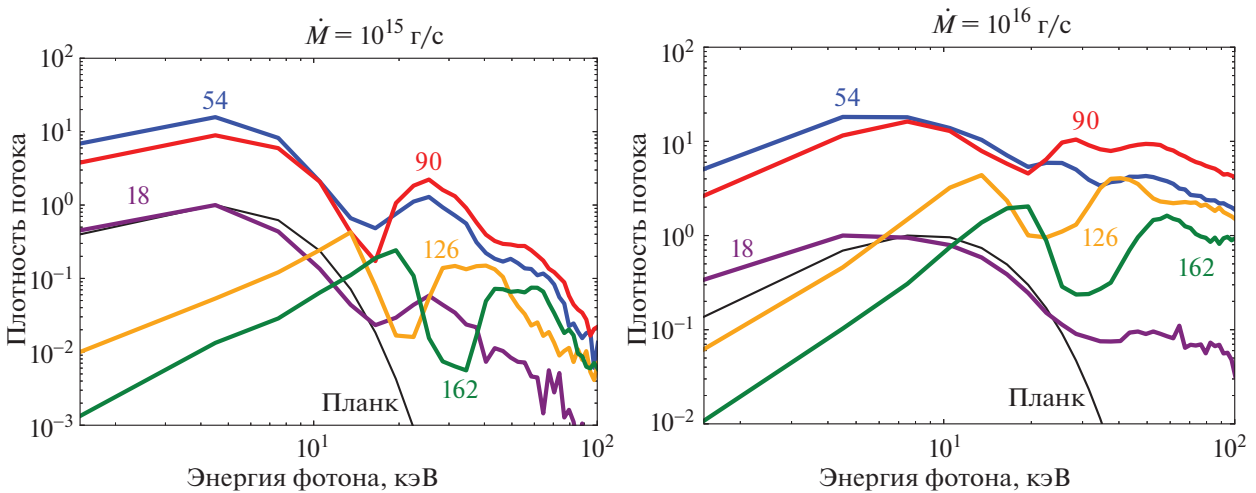


Рис. 5. Средняя плотность потока энергии фотонов в интервале направлений 0.02π вокруг центральных значений θ , указанных числами около кривых (в градусах), в зависимости от энергии фотонов в магнитном поле с $E_{\text{сус}} = 20$ кэВ. Нормировка проведена на максимум кривой $\theta = 18^\circ$. Левая панель — темп аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, правая — $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. По азимутальному углу проведено интегрирование.

для углов $\theta > 90^\circ$. Фотоны, выходящие в таких направлениях, испытали как минимум одно рассеяние и направлены, в основном, в сторону поверхности нейтронной звезды. Вследствие релятивистского эффекта Доплера положение циклотронной линии зависит от угла, под которым выходит излучение.

На рис. 6 приведены графики спектральных потоков в интервале углов $\theta \leq 90^\circ$. В этом случае излучение распространяется непосредственно в сторону наблюдателя и не пересекает поверхность нейтронной звезды. Из графиков видно, что в резонансе преобладает О-мода, а при увеличении энер-

гии излучения $E > E_{\text{сус}}$ начинает доминировать Х-мода.

При известной интенсивности излучения в двух модах можно рассчитать степени линейной (P_L) и круговой (P_C) поляризации. В приближении холодной плазмы они имеют вид (Каминкер и др., 1982)

$$P_L = \frac{I_O - I_X}{I_O + I_X} \frac{|q|}{\sqrt{1 + q^2}}, \quad (4)$$

$$P_C = \frac{I_X - I_O}{I_O + I_X} \frac{\text{sign}(q)}{\sqrt{1 + q^2}},$$

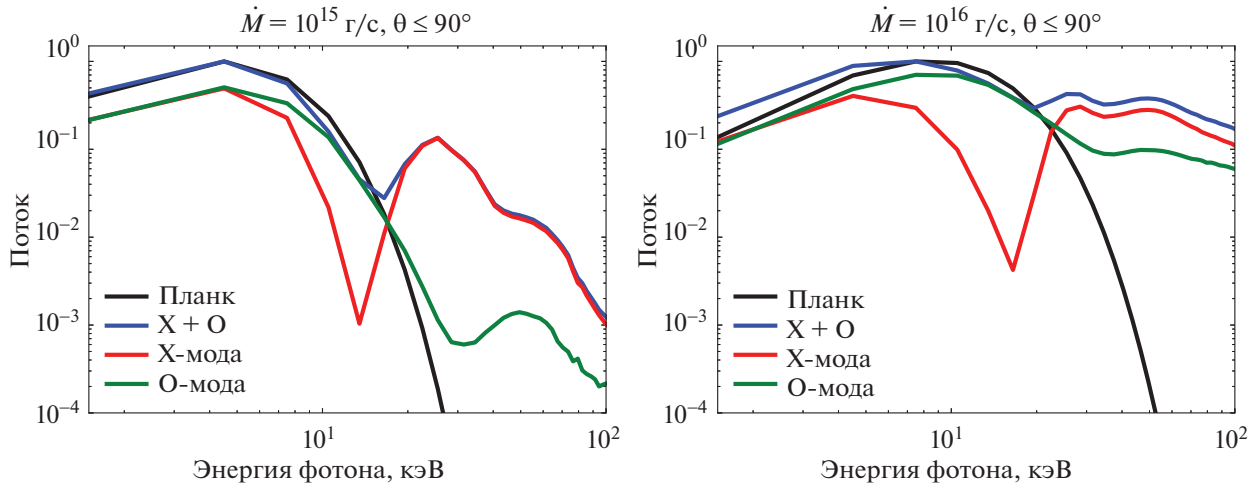


Рис. 6. Спектральные потоки, выходящие из аккреционного канала, в зависимости от энергии фотона для излучения X-моды (красная кривая), O-моды (зеленая кривая) и суммы X + O мод (синяя кривая). Черная кривая отвечает планковскому спектру. Излучение проинтегрировано по углам $\theta \leq 90^\circ$, нормировка проведена на максимум для суммы двух мод.

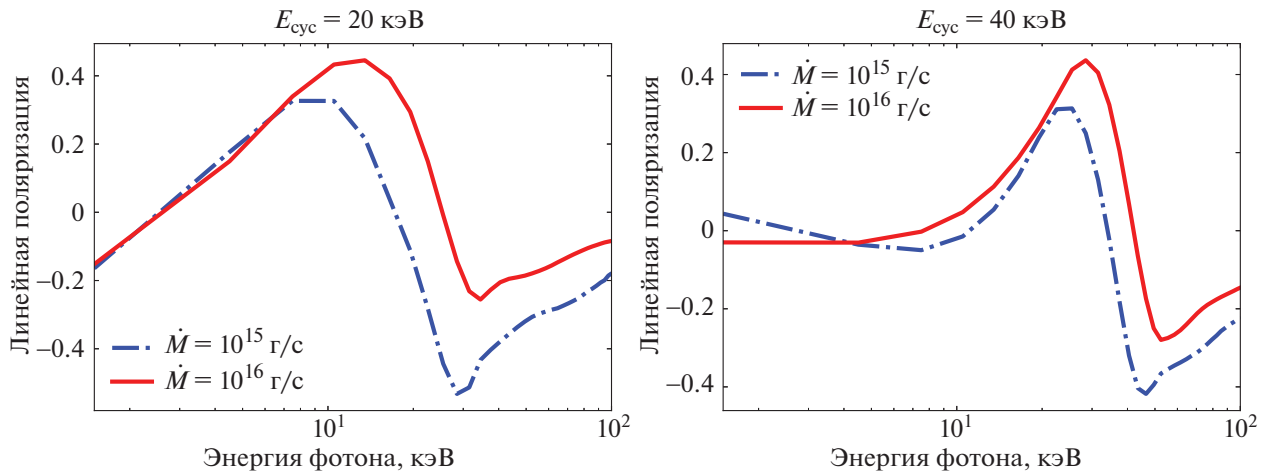


Рис. 7. Степень линейной поляризации в зависимости от энергии фотона при распространении излучения в интервал углов $0 \leq \theta \leq 90^\circ$. Левая панель — $E_{\text{сис}} = 20$ кэВ, правая панель — $E_{\text{сис}} = 40$ кэВ. Синяя штрихпунктирная линия соответствует темпу аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, красная сплошная — $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. Остальные параметры такие же, как на рис. 6.

где I_X — интенсивность излучения в X-моды, I_O — в O-моды, $q = \frac{E_{\text{сис}} \sin^2 \theta}{E \cdot 2 \cos \theta}$, E — энергия фотона, θ — угол между направлением движения фотона и магнитным полем.

Результаты расчета степени линейной поляризации для циклотронных энергий 20 и 40 кэВ приведены на рис. 7. В резонансе излучение оказывается сильно поляризованным, в то время как на более низких энергиях степень поляризации может быть мала ($\lesssim 5-10\%$). В области энергий

выше резонанса степень поляризации зависит от темпа аккреции. Из рис. 7 следует, что степень поляризации излучения в фиксированном интервале относительно малых энергий $E_1 \leq E \leq E_2 < E_{\text{сис}}$ зависит от энергии циклотронного резонанса: чем больше $E_{\text{сис}}$, тем меньше степень поляризации. Так как при малых энергиях лишь небольшая доля излучения подвержена рассеянию, то низкая степень поляризации до резонанса является следствием предположения о неполяризованности излучения с

нижней границы. Однако это предположение является лишь первым грубым приближением, а расчет поляризации при более достоверных моделях излучения границы составляет предмет дальнейшего исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана программа для самосогласованного расчета радиационной гидродинамики вещества, текущего вдоль магнитных силовых линий в аккреционном канале докритического рентгеновского пульсара, и излучения, выходящего из канала, с учетом многократного рассеяния в сильном магнитном поле. Промоделирована структура течения плазмы с учетом резонансного рассеяния фотонов на электронах, зависящего от состояния поляризации фотона. Показано, что при учете влияния магнитного поля на процесс рассеяния характерные высоты торможения аккрецирующего потока над поверхностью нейтронной звезды уменьшаются. Отметим, что в достаточно сильном магнитном поле суммарное торможение может быть меньше, чем в случае томсоновского рассеяния.

Рассчитываются характеристики излучения, исходящего из аккреционного канала. В спектрах этого излучения присутствуют циклотронные особенности, форма и положение которых зависят от направления распространения фотонов. Наиболее сильные циклотронные линии проявляются в излучении, которое распространяется по направлению к поверхности нейтронной звезды. Поэтому при построении полной модели излучения рентгеновских пульсаров необходимо учитывать отражение излучения каналом атмосферой звезды (Поутанен и др., 2013; Килафис и др., 2021). Подробный расчет переноса излучения для двух мод позволяет получить поляризацию рентгеновского излучения. В результате моделирования получено, что излучение на энергиях, близких к резонансу, сильно поляризовано: степень линейной поляризации составляет 30–40%. На низких же энергиях степень поляризации может быть мала ($\lesssim 5\text{--}10\%$), что, однако, является следствием выбранных граничных условий, а не особенностями переноса излучения в аккреционном канале.

На энергиях выше резонанса степень поляризации существенно зависит от темпа аккреции. Если этот результат будет подтвержден в более детальных расчетах, то степень поляризации при энергиях $E > E_{\text{сус}}$ может быть использована в качестве дополнительного параметра при определении темпа аккреции на рентгеновские пульсары.

В настоящей работе не учтен ряд факторов, которые могут оказать значительное влияние на полученные результаты. Несмотря на то что характерные скорости вещества могут достигать половины скорости света, используется приближение

нерелятивистской гидродинамики. Кроме того, не учитываются тормозные процессы поглощения и излучения, влияние магнитного поля на спектр и поляризацию излучения, выходящего с поверхности звезды, а также эффекты поляризации вакуума. Все эти эффекты в дальнейшем планируется последовательно включить в расчеты.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболмасов, Липунова (P.K. Abolmasov and G.V. Lipunova), MNRAS **524**, 4148 (2023).
2. Баско, Сюняев (M.M. Basko and R.A. Sunyaev), MNRAS **175**, 395 (1976).
3. Гинзбург В.Л., *Распространение электромагнитных волн в плазме*, 2-е изд. (М.: Наука, 1967).
4. Гнедин Ю.Н., Павлов Г.Г., ЖЭТФ **65**, 1806 (1973).
5. Гнедин, Сюняев (Yu.N. Gnedin and R.A. Sunyaev), Astron. Astrophys. **36**, 379 (1974).
6. Горностаев (M.I. Gornostaev), MNRAS **501**, 564 (2021).
7. Дэвидсон (K. Davidson), Nature Phys. Sci. **246**, 1 (1973).
8. Каминкер и др. (A.D. Kaminker, G.G. Pavlov, and Yu.A. Shibano), Astrophys. Space Sci. **86**, 249 (1982).
9. Кастор (J.I. Castor), *Radiation Hydrodynamics* (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2004), p. 85.
10. Килафис и др. (N.D. Kylafis, J.E. Trümper, and N.A. Loudas), Astron. Astrophys. **655**, A39 (2021).
11. Кирк (J.G. Kirk), Proc. Astron. Soc. Australia **5**, 446 (1984).
12. Клейн, Аронс (R.I. Klein and J. Arons), *Proceed. 23rd ESLAB Symposium on Two Topics in X-Ray Astronomy*, Ed. J. Hunt and B. Battick (Noordwijk: ESA Publ. Division, 1989), p. 89.
13. Колелла, Вудворд (P. Colella and P.R. Woodward), J. Comput. Phys. **54**, 174 (1984).
14. Месарош (P. Mészáros), *High-Energy Radiation from Magnetized Neutron Stars* (Chicago: Univ. Chicago Press, 1992).
15. Муштуков, Цыганков (A. Mushtukov and S. Tsygankov), arXiv:2204.14185 (2022).
16. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and J. Poutanen), MNRAS **454**, 2539 (2015).
17. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, I.D. Markozov, V.F. Suleimanov, D.I. Nagirner, A.D. Kaminker, A.Y. Potekhin, and S. Portegies Zwart), Phys. Rev. D **105**, 103027 (2022).
18. Павлов, Гнедин (G.G. Pavlov and Yu.N. Gnedin), Sov. Sci. Rev. E: Astrophys. Space Phys. **3**, 197 (1984).
19. Потехин, Лай (A.Y. Potekhin and D. Lai), MNRAS **376**, 793 (2007).

20. Поутанен и др. (J. Poutanen, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, D.I. Nagirner, V. Doroshenko, and A.A. Lutovinov), *Astrophys. J.* **777**, 115 (2013).
21. Соболев В.В., *Курс теоретической астрофизики*, 3-е изд. (М.: Наука, 1985).
22. Соколов А.А., Тернов И.М., *Релятивистский электрон* (М.: Наука, 1974).
23. Уэст и др. (B.F. West, K.D. Wolfram, and P.A. Becker), *Astrophys. J.* **835**, 129 (2017a).
24. Уэст и др. (B.F. West, K.D. Wolfram, and P.A. Becker), *Astrophys. J.* **835**, 130 (2017b).
25. Херольд (H. Herold), *Phys. Rev. D* **19**, 2868 (1979)
26. Шварм и др. (F.-W. Schwarm, R. Ballhausen, S. Falkner, G. Schönherr, K. Pottschmidt, M.T. Wolff, P.A. Becker, F. Fürst, et al.), *Astron. Astrophys.* **601**, A99 (2017).
27. Шэн и др. (Xin Sheng, Lizhong Zhang, Omer Blaes, and Yan-Fei Jiang), *MNRAS* **524**, 2431 (2023).