ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СИНТЕТИЧЕСКОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ К ИССЛЕДОВАНИЮ ЗАТМЕННОГО ПОЛЯРА V808 AUR

© 2022 г. А. Ю. Сытов^{1, *}, А. В. Соболев^{1, **}

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия *E-mail: sytov@inasan.ru **E-mail: asobolev@inasan.ru

Поступила в редакцию 16.07.2022 г. После доработки 20.08.2022 г. Принята к публикации 30.08.2022 г.

В работе описаны три метода построения синтетических доплеровских томограмм. Данные методы применены к результатам МГД моделирования поляра V808 Aur, выполнено сравнение полученных синтетических доплеровских томограмм с наблюдательными доплеровскими томограммами. Сравниваются особенности томограмм, получаемых разными методами. Обсуждается использование рассматриваемых методов для обнаружения экзопланет и исследования их оболочек. При сопоставлении наблюдательных томограмм и синтетических доплеровских карт показано, что метод картирования позволяет получить распределения интенсивности в скоростном пространстве, которые лучше согласуются с наблюдательными томограммами, чем аналогичные распределения, построенные методом свертки.

Ключевые слова: катаклизмические переменные звезды, двойные звезды, поляры, экзопланеты, доплеровская томография, численные методы, магнитогазодинамика, численное моделирование **DOI:** 10.31857/S0004629922110196

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные катаклизмические переменные полуразделенного типа представляют собой тесные двойные системы, которые состоят из звезды главной последовательности (донора) позднего спектрального класса (обычно G, K или M), заполняющей свою полость Роша, и компактной вырожденной звезды — белого карлика (аккретора). Заполнение одним из компонентов своей полости Роша приводит к свободному истечению вещества из его атмосферы через внутреннюю точку Лагранжа L_1 , которое затем аккрецирует на соседний компонентами описываемых двойных звезд определяется значением индукции магнитного поля B белого карлика.

В промежуточных полярах ($0.01 \leq B \leq 10 \text{ M}\Gamma c$) образуется акреционный диск во внешней части полости Роша аккретора, на границе его магнитосферы. Во внутренней части магнитосферы происходит течение вещества из диска вдоль магнитных силовых линий в окрестности магнитных полюсов.

В полярах ($B \gtrsim 10 \text{ M}\Gamma c$) вещество из окрестности точки Лагранжа L_1 сразу же захватывается магнитным полем, поэтому в таких системах вместо диска формируется коллимированная струя. Вешество также движется по линиям магнитного поля и выпадает в районе магнитных полюсов в виде аккреционных колонок. МГД-моделирование показывает, что струя, как правило, имеет слоевую структуру по плотности: менее плотные слои быстрее увлекаются магнитным полем, в то время как более плотные слои успевают пройти некоторое расстояние вдоль баллистической части траектории и отклониться дальше от аккретора. В результате наблюдается некоторое уширение потока при подходе к магнитосфере белого карлика, а при определенном темпе массообмена и разделение исходного единого течения на несколько рукавов. Аккреционная колонка в таких системах характеризуется значительным углом раскрытия шторки.

Для исследования поляров применяются различные теоретические и экспериментальные методы. Получаемые в результате фотометрических и спектроскопических наблюдений данные кривые блеска и спектры — требуют интерпретации на основе теоретических моделей, т.к. сами по себе однозначно не описывают состояние наблюдаемого объекта и могут быть получены вариацией множества свободных параметров. Невысокая наглядность наблюдательных данных также осложняет их интерпретацию.

Метод доплеровской томографии [1] позволяет частично повысить наглядность спектроскопических данных путем формирования из набора профилей некоторой спектральной линии распределения интенсивности излучения в скоростном пространстве, которое и представляет собой доплеровскую томограмму. Благодаря наглядности доплеровская томография нашла свое применение не только в исследовании катаклизмических переменных, но и в изучении экзопланет [2]. Обладая сушественно большей наглядностью по сравнению с набором спектров, доплеровские томограммы, тем не менее, не могут точно описать структуру наблюдаемого объекта, поскольку отображение из скоростного пространства в конфигурационное не является однозначным, и поэтому требуют привлечения теоретических моделей для своей интерпретации. Наоборот, имея модельное пространственное распределение интенсивности излучения и скорости движения вещества, доплеровская томограмма может быть получена однозначным способом, с учетом особенностей конкретного численного метода. Такие доплеровские томограммы, полученные на основе некоторой теоретической модели, мы будем называть синтетическими.

Одним из наиболее продуктивных теоретических методов исследования катаклизмических переменных является численное моделирование околозвездных оболочек методами магнитной газовой динамики (МГД). В результате решения системы уравнений МГД получается набор трехмерных пространственных распределений физических величин, описывающий структуру околозвездной оболочки двойной звезды и ее эволюцию в течение некоторого интервала времени. Для сравнения результатов численного МГД моделирования с наблюдательными данными необходимо сделать еще один шаг - получить из модельного пространственного распределения физических величин синтетические наблюдательные данные, т.е. синтетические кривые блеска, синтетические спектры, синтетические профили спектральных линий и синтетические доплеровские томограммы.

Кроме получения самой синтетической доплеровской томограммы, пространственная модель околозвездной оболочки также позволяет однозначно идентифицировать области на доплеровской томограмме и определить, какие элементы оболочки вносят вклад в излучение данных областей [3–5].

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 11 2022

В настоящей работе мы рассматриваем различные способы получения синтетических доплеровских томограмм, как непосредственно из данных МГД модели, так и на основе синтетических профилей спектральной линии.

Построение синтетической доплеровской томограммы по результатам газодинамического моделирования может быть выполнено двумя принципиально разными способами: (а) прямым отображением пространственного распределения интенсивности излучения в пространство скоростей; (б) имитацией процесса построения наблюдательной томограммы посредством моделирования (синтеза) участка спектра с профилем спектральной линии на разных орбитальных фазах с дальнейшим использованием метода доплеровской томографии для восстановления изображения по этому набору спектров.

Отображение распределения интенсивности излучения в пространство скоростей также может быть выполнено разными методами, из которых мы рассмотрим картирование и свертку с функцией рассеяния точечного источника. Ниже мы обсудим различные методы синтеза доплеровской томограммы на примере поляра V808 Aur по результатам вычислений МГД модели, описанной в работе [6].

2. СТРУКТУРА ОБОЛОЧКИ ПОЛЯРА V808 Aur

На рис. 1 показана структура околозвездной оболочки V808 Aur. полученная по результатам МГД моделирования, выполненного в работе [6]. Здесь мы приводим только картину течения в экваториальной плоскости для демонстрации расположения основных элементов околозвездной оболочки поляра V808 Aur, чтобы облегчить интерпретацию показанных ниже синтетических доплеровских томограмм. Для расчета томограмм и спектров использовались данные всей трехмерной расчетной области МГД модели. Расчетная область размером $3A \times 3A \times 1.5A$ (A – межкомпонентное расстояние) включает в себя оба компонента двойной звезды и их полости Роша. Звездадонор, заполняющая свою полость Роша, расположена справа на рис. 1, звезда-аккретор – слева. Между компонентами двойной звезды происходит обмен веществом, что на рис. 1 наблюдается в виде истечения слева от звезды донора через точку Лагранжа L_1 . Как показано в работе [6], далее поток отклоняется магнитным полем аккретора и уходит из экваториальной плоскости системы, поэтому на рис. 1 он виден не полностью. Вокруг аккретора располагается протяженная магнитосфера, достигающая расстояния последней устойчивой орбиты вокруг аккретора [7, 8]. Также на рисунке можно наблюдать формирование ак-

СЫТОВ, СОБОЛЕВ



Рис. 1. Структура околозвездной оболочки V808 Aur в экваториальной плоскости. На верхней панели показана вся расчетная область, на нижней панели – область полости Роша аккретора. Цветом показано распределение интенсивности излучения в континууме, стрелками – векторы скорости в лабораторной системе отсчета. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа L_1 , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

креционных колонок в направлении магнитных полюсов.

Для построения синтетических доплеровских томограмм в методах свертки и картирования в качестве величины источника излучения использовалась нормированная по плотности интенсивность излучения в континууме

$$S = \frac{\rho^2}{\rho_{\max}^2} T^{-0.8},$$
 (1)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 11 2022

где ρ – плотность вещества, T – его температура.

Конечно, использование серого приближения для построения синтетических доплеровских томограмм является сильным упрошением задачи и не позволяет проводить спектральную селекцию источников, однако это упрощение вполне оправдано ввиду ограниченности исходного набора данных. Основная трудность рассматриваемой задачи состоит в том, что имея только пространственное распределения газодинамических величин р, v, P, B (плотности, скорости, давления, индукции магнитного поля), невозможно с достаточной точностью вычислить профили спектральных линий без повторного решения уравнений МГД модели. Стоит также учитывать то обстоятельство, что температура и давление газа уже в процессе МГД моделирования были скорректированы путем учета процессов радиационного нагрева-охлаждения, и связанный с этими процессами поток излучения в выходных данных МГД моделирования не представлен.

Более правильным способом получения синтетических спектров было бы многочастотное моделирование переноса излучения совместно с МГД моделированием (РМГД), но в такой постановке вычислительная задача становится экстремально ресурсоемкой, что не рационально, только если получение синтетических спектров не является конечной целью моделирования.

В методе спектрального синтеза мы продемонстрируем промежуточный подход между использованием серого приближения и полноценных РМГД-спектров.

3. МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ СИНТЕТИЧЕСКИХ ДОПЛЕРОВСКИХ ТОМОГРАММ

При описании всех методов стоит отметить один важный момент, отличающий синтетические доплеровские томограммы от наблюдательных. Все приведенные ниже синтетические доплеровские томограммы получены из одного моментального пространственного распределения газодинамических величин в предположении стационарности газодинамического решения, в то время как наблюдательные доплеровские томограммы строятся по спектрам, полученным в различные интервалы времени в течение орбитального периода. Для метода спектрального синтеза это различие менее принципиально, т.к. моделирование спектров можно провести и с использованием нестационарного решения МГД модели, т.е. с использованием нескольких распределений газодинамических величин, полученных в разные моменты времени. Тем не менее в настоящей работе для всех методов использовался набор газодинамических данных только для одного момента времени.

3.1. Свертка

В методе свертки каждый элемент объема в конфигурационном пространстве представляется отдельным источником излучения с распределением интенсивности, соответствующей некоторой функции рассеяния точки (дельта-функции, функции Гаусса, дифракционной функцией Эйри) в пространстве скоростей. Построение доплеровской томограммы сводится к интегрированию распределения интенсивности от всех источников, т.е. к выполнению операции свертки (преобразование Радона). Использование метода свертки наиболее естественно для построения синтетических доплеровских томограмм по результатам расчетов, выполненных методами моделирования, основанными на дискретном наборе частиц, такими как N-body или SPH. Конечно, методом свертки можно получать доплеровские томограммы и для газодинамических течений с непрерывным описанием. полученным сеточными метолами, например, заменяя ячейки сетки соответствующими дискретными частицами, но такая томограмма будет менее детальной, чем полученная методом картирования.

В настоящей работе построение синтетической доплеровской томограммы выполнялось по дискретному набору источников, соответствующих ячейкам регулярной декартовой пространственной сетки, на которой заданы газодинамические величины. Распределение интенсивности излучения в скоростном пространстве также вычислялось на однородной декартовой сетке. Интенсивность каждого элемента томограммы вычислялась следующим образом:

$$I_{ij} = \sum_{n} S_{n} f\left(|\mathbf{U}_{n} - \mathbf{V}_{ij}| \right),$$
(2)

где I_{ij} – интенсивность (i, j)-го элемента томограммы, $\mathbf{V}_{ij} = (V_x, V_y)_{ij}$ – скоростная координата томограммы, S_n – интенсивность излучения *n*-го источника, $\mathbf{U}_n = (U_x, U_y)_n$ – скорость источника, f – функция рассеяния точки.

Для выделения слабых источников на синтетической томограмме можно вместо выражения (2) использовать нормированную интенсивность, вычисленную как средневзвешенную сумму источников, свернутых с функцией рассеяния точки:

$$\langle I \rangle_{ij} = \frac{\sum_{n} S_{n} f\left(|\mathbf{U}_{n} - \mathbf{V}_{ij}| \right)}{\sum_{n} f\left(|\mathbf{U}_{n} - \mathbf{V}_{ij}| \right)}.$$
 (3)

В данной работе в качестве функции рассеяния точки была использована функция Гаусса, дисперсия которой определялась из заданной ширины профиля предполагаемой спектральной

линии $h_{\rm FWHM}$ как $\sigma = \frac{h_{\rm FWHM}}{2\sqrt{2}\ln 2}$.

Более корректно, особенно при малой дисперсии функции рассеяния точки по сравнению с разрешением томографического изображения, вместо центральных значений f использовать средние значения по каждому элементу скоростного пространства томограммы:

$$I_{ij} = \sum_{n} \frac{S_n}{\left|\Delta \mathbf{V}_{ij}\right|} \int_{\Delta \mathbf{V}_{ij}} f\left(\left|\mathbf{U}_n - \mathbf{V}_{ij} + \mathbf{v}\right|\right) d\mathbf{v},\tag{4}$$

где ΔV обозначает элемент скоростного пространства, по которому производится интегрирование по всем скоростным координатам,

$$\int_{\Delta \mathbf{V}} f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \int_{v_{y_{\min}}}^{v_{y_{\max}}} \int_{v_{x_{\min}}}^{v_{x_{\max}}} f(v_x, v_y) dv_x dv_y$$

Метод свертки, описываемый формулами (2)– (4), не учитывает протяженность источников излучения в скоростном пространстве, вследствие чего распределение интенсивности на синтетической доплеровской томограмме может неправильно отражать картину течения для областей с большими градиентами скорости, в которых выполняется условие ($|(\Delta \mathbf{r}_n \nabla) \mathbf{U}_n| \gg h_{\text{FWHM}}$), где $\Delta \mathbf{r}_n$ характеризует размер *n*-го источника в конфигурационном пространстве.

На рис. 2 показаны синтетические доплеровские томограммы поляра V808 Aur, полученные методом свертки. На панелях (а), (б), (в) показаны томограммы, построенные только по источникам излучения внутри полости Роша аккретора с разрешением 80, 40 и 20 км/с, на панели (г) – томограмма с учетом источников во всей расчетной области с разрешением 20 км/с. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа L₁, радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора. При расчете интенсивности источников по формуле (1) наиболее яркими объектами на томограмме оказываются струя вещества из точки Лагранжа L_1 и сама звезда-донор.

Поток вещества из звезды-донора следует по баллистической траектории приблизительно до момента набора скорости 250 км/с, после чего начинает отклоняться от нее в сторону аккретора (в скоростных координатах томограммы). Такая траектория аккреционного потока явно показывает влияние на движение вещества магнитного поля аккретора, составляющего для поляра V808 Aur (36–69) МГс по различным наблюдениям и 38 МГс в используемой МГД модели [6].

Поскольку аккреционный поток представлен небольшим количеством источников (ячеек рас-

четной сетки МГД модели), то с уменьшением заданной инструментальной дисперсии томографическое изображение аккреционного потока разделяется на отдельные пятна, что является следствием неучета протяженности источников.

Это свойство метода свертки приводит к формированию и других артефактов на синтетической доплеровской томограмме. Так, в пространстве между границей полостей Роша компонентов двойной звезды и границей гипотетического околозвездного диска аккретора в распределении интенсивности проявляются некоторые структуры конусообразной формы, отчетливо проявляющиеся с уменьшением дисперсии. Также в пространстве между кеплеровским радиусом аккретора и радиусом последней устойчивой орбиты вокруг него в распределении интенсивности проявляются структуры полусферической формы. Как будет показано ниже, методы картирования и спектрального синтеза, учитывающие форму и размер элементов течения в скоростном пространстве, лишены этого недостатка метода свертки.

При использовании способа вычисления интенсивности источников по формуле (1) и учете источников из всей расчетной области МГД модели наиболее ярким источником оказывается звезда-донор. На такой томограмме (см. рис. 2 и рис. 3, панель (г)) становятся неразличимы элементы течения в околозвездной оболочке, что делает томограмму бесполезной для какого-либо анализа. По этой причине при построении синтетических доплеровских томограмм другими методами мы не будем использовать данные всей расчетной области, а ограничимся только частью околозвездной оболочки, включающей полость Роша аккретора.

3.2. Картирование

В методе картирования (отображения) в газодинамическом течении каждому элементу объема конфигурационного пространства соответствует некоторый элемент объема пространства скоростей, форма и размеры которого определяются полем скорости. Чтобы получить доплеровскую томограмму, необходимо отобразить в пространство скоростей все элементы течения и проинтегрировать интенсивность для каждого участка томографического изображения в картинной плоскости по пересекающимся с ним элементам течения в скоростном пространстве. Если газодинамическое течение было получено сеточным методом, то такими элементами объема могут быть сами ячейки сетки, либо более мелкие их фрагменты. Поле скорости при отображении элементов течения из конфигурационного пространства в скоростное должно иметь непрерывное описание, т.е., если результат газодинамического моде-



Рис. 2. Синтетические доплеровские томограммы, построенные методом свертки. На панелях (а), (б), (в) показаны томограммы, построенные только по источникам излучения внутри полости Роша аккретора с разрешением 80, 40 и 20 км/с, на панели (г) – томограмма с учетом источников во всей расчетной области с разрешением 20 км/с. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа L_1 , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

лирования содержит разрывное распределение величин (например, кусочно-постоянное), компоненты вектора скорости необходимо интерполировать.

Достоинство метода картирования по сравнению с другими рассматриваемыми методами состоит в наиболее детальном и непрерывном отображении элементов газодинамического течения в пространство скоростей, что важно именно для синтетических доплеровских томограмм, т.к. позволяет показать на томограмме мелкие элементы течения, неразрешимые в силу ограничений наблюдательных приборов. На практике картирование может быть реализовано как в прямом направлении из конфигурационного пространства в скоростное, так и в обратном — из скоростного пространства в конфигурационное, однако обратное отображение в общем случае не является однозначным и для разрешения неоднозначности требует введения локального отображения для каждого элемента объема в конфигурационном пространстве.

Рассмотрим метод картирования для классической двумерной доплеровской томографии. Вычисление интенсивности I_{ij} элемента томограммы W_{ij} выполняется аналогично соотноше-

нию (2), но вместо использования функции рассеяния вклад каждого источника вычисляется из его геометрии:

$$I_{ij} = \sum_{lm} S_{lm} g(W_{ij} \cap Q_{lm}) = \sum_{lm} \int_{W_{ij} \cap Q_{lm}} S_{lm} d\mathbf{v}.$$
 (5)

Здесь g — площадь пересечения множества точек, ограниченного элементом томограммы W_{ij} и элементом объема (площади) (l,m)-го источника Q_{lm} в скоростном пространстве.

Распреление скорости булем прелполагать кусочно-линейным со значениями компонентов скорости $\mathbf{U}_{i,i} = (u_x, u_y)$, определенными в узлах декартовой сетки (x_i, y_i) . Неявное использование кусочно-линейной интерполяции для компонентов скорости как простейшего неразрывного приближения позволяет свести задачу вычисления $g(W_{ii} \cap Q_{im})$ к относительно простой геометрической постановке. Элемент томограммы W_{ii} , определенной на декартовой сетке, представляет собой прямоугольник в скоростном пространстве с вершинами { $\mathbf{V}_{i,j}$, $\mathbf{V}_{i+1,j}$, $\mathbf{V}_{i+1,j+1}$, $\mathbf{V}_{i,j+1}$ }. Каждому элементу объема (в двумерном случае – площади) конфигурационного пространства, ограниченному соседними узлами сетки $\{(x_i, y_j), (x_{i+1}, y_j), \}$ $(x_{i+1}, y_{j+1}), (x_i, y_{j+1})$ }, соответствует элемент объема (площади) скоростного пространства Q, построенный по значениям вектора скорости в этих узлах сетки $Q_{lm} = {\mathbf{U}_{l,m}, \mathbf{U}_{l+1,m}, \mathbf{U}_{l+1,m+1}, \mathbf{U}_{l,m+1}}.$

В общем случае элемент О представляет собой четырехугольник, однако, вследствие того, что значения вектора скорости U в соседних узлах могут быть произвольными, т.е. на них не накладывается никаких априорных ограничений, то и элемент O может оказаться как правильным, так и неправильным, либо вырожденным четырехугольником. Так, равенство векторов скорости \mathbf{U}_{lm} в соседних узлах ($\exists a, b = 0...3; a \neq b : \mathbf{Q}_a = \mathbf{Q}_b$) приводит к вырождению Q, нарушение монотонности следования узлов ($\exists a = 0...3$: ($\mathbf{Q}_{(a+1) \mod 4}$ – $(-\mathbf{Q}_{a})(\mathbf{Q}_{(a+3) \mod 4} - \mathbf{Q}_{(a+2) \mod 4}) > 0)$ – к самопересечению Q, а коллинеарность смежных ребер ($\exists a =$ $= 0...3 : (\mathbf{Q}_{(a+1) \mod 4} - \mathbf{Q}_a)(\mathbf{Q}_{(a+2) \mod 4} - \mathbf{Q}_{(a+1) \mod 4}) =$ $= 0) - \kappa$ частичному либо полному вырождению О. Возможность существования неправильных и вырожденных вариантов требует предварительной обработки Q перед тем, как можно будет вычислить вклад этого источника в элементы томограммы. С учетом топологически эквивалентных комбинаций вершины Q могут образовывать 8 конфигураций: 1) выпуклый четырехугольник, 2) невыпуклый четырехугольник, 3) четырехугольник с одним самопересечением, 4) четырехугольник с частично вырожденной стороной (одна из вершин лежит на смежном ребре), 5) четырехугольник с вырожденной диагональю, 6) однократно вырожденный четырехугольник (две смежные вершины совпадают), 7) двукратно вырожденный четырехугольник (три смежные вершины совпадают), 8) трехкратно (полностью) вырожденный четырехугольник (все вершины совпадают).

Каждая из конфигураций Q раскладывается на невырожденную (один или два треугольника) и вырожденную части (отрезок линии, два отрезка, точка):

• (1, 2) на два треугольника $T_{0,1}$ по короткой диагонали:

$$\begin{aligned} & |\mathbf{Q}_2 - \mathbf{Q}_0| < |\mathbf{Q}_3 - \mathbf{Q}_1|, \quad T_0 = \{\mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2\}, \\ & T_1 = \{\mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3\}, \\ & |\mathbf{Q}_2 - \mathbf{Q}_0| \ge |\mathbf{Q}_3 - \mathbf{Q}_1|, \quad T_0 = \{\mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_3\}, \\ & T_1 = \{\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3\}; \end{aligned}$$

• (3) на два треугольника $T_{0,1}$ по точке самопересечения:

$$\begin{cases} \exists t, u \in (0,1) : (1-t)\mathbf{Q}_0 + t\mathbf{Q}_1 = (1-u)\mathbf{Q}_3 + u\mathbf{Q}_2 = \mathbf{P}, \\ T_0 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_0\}, \quad T_1 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_1\}, \\ \exists t, u \in (0,1) : (1-t)\mathbf{Q}_0 + t\mathbf{Q}_3 = (1-u)\mathbf{Q}_1 + u\mathbf{Q}_2 = \mathbf{P}, \\ T_0 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1\}, \quad T_1 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_2\}; \end{cases}$$

• (4) на треугольник T_0 и линию L_0 по точке самопересечения:

$$\begin{cases} \exists t, u \in [0,1] : t = 0 \cup u = 0 : (1-t)\mathbf{Q}_0 + t\mathbf{Q}_1 = \\ = (1-u)\mathbf{Q}_3 + u\mathbf{Q}_2 = \mathbf{P}, \\ T_0 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_1\}, \quad L_0 = \{\mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_0\}, \\ \exists t, u \in [0,1] : t = 1 \cup u = 1 : (1-t)\mathbf{Q}_0 + t\mathbf{Q}_1 = \\ = (1-u)\mathbf{Q}_3 + u\mathbf{Q}_2 = \mathbf{P}, \\ T_0 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1\}, \quad L_0 = \{\mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_2\}, \\ \exists t, u \in [0,1] : t = 0 \cup u = 0 : (1-t)\mathbf{Q}_0 + t\mathbf{Q}_3 = \\ = (1-u)\mathbf{Q}_1 + u\mathbf{Q}_2 = \mathbf{P}, \\ T_0 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_2\}, \quad L_0 = \{\mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1\}, \\ \exists t, u \in [0,1] : t = 1 \cup u = 1 : (1-t)\mathbf{Q}_0 + t\mathbf{Q}_3 = \\ = (1-u)\mathbf{Q}_1 + u\mathbf{Q}_2 = \mathbf{P}, \\ T_0 = \{\mathbf{P}, \mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1\}, \quad L_0 = \{\mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_2\}; \end{cases}$$

• (5) на две линии $L_{0,1}$:

$$\begin{cases} \mathbf{Q}_0 = \mathbf{Q}_2, & L_0 = \{\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2\}, & L_1 = \{\mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3\}, \\ \mathbf{Q}_1 = \mathbf{Q}_3, & L_0 = \{\mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3\}, & L_1 = \{\mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_0\}; \end{cases}$$

• (6) остается один треугольник T_0 :

 $\begin{cases} \mathbf{Q}_0 = \mathbf{Q}_1, & T_0 = \{\mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3\}, \\ \mathbf{Q}_1 = \mathbf{Q}_2, & T_0 = \{\mathbf{Q}_2, \mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_0\}, \\ \mathbf{Q}_2 = \mathbf{Q}_3, & T_0 = \{\mathbf{Q}_3, \mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1\}, \\ \mathbf{Q}_3 = \mathbf{Q}_0, & T_0 = \{\mathbf{Q}_0, \mathbf{Q}_1, \mathbf{Q}_2\}; \end{cases}$

2022

• (7) остается одна линия L_0 :

$$\begin{cases} \mathbf{Q}_{0} = \mathbf{Q}_{1} = \mathbf{Q}_{2} \neq \mathbf{Q}_{3} \cup \mathbf{Q}_{0} = \mathbf{Q}_{1} \neq \mathbf{Q}_{2} = \mathbf{Q}_{3}, \\ L_{0} = \{\mathbf{Q}_{0}, \mathbf{Q}_{3}\}, \\ \mathbf{Q}_{1} = \mathbf{Q}_{2} = \mathbf{Q}_{3} \neq \mathbf{Q}_{0} \cup \mathbf{Q}_{1} = \mathbf{Q}_{2} \neq \mathbf{Q}_{3} = \mathbf{Q}_{0}, \\ L_{0} = \{\mathbf{Q}_{1}, \mathbf{Q}_{0}\}, \\ \mathbf{Q}_{2} = \mathbf{Q}_{3} = \mathbf{Q}_{0} \neq \mathbf{Q}_{1} \cup \mathbf{Q}_{2} = \mathbf{Q}_{3} \neq \mathbf{Q}_{0} = \mathbf{Q}_{1}, \\ L_{0} = \{\mathbf{Q}_{2}, \mathbf{Q}_{1}\}, \\ \mathbf{Q}_{3} = \mathbf{Q}_{0} = \mathbf{Q}_{1} \neq \mathbf{Q}_{2} \cup \mathbf{Q}_{3} = \mathbf{Q}_{0} \neq \mathbf{Q}_{1} = \mathbf{Q}_{2}, \\ L_{0} = \{\mathbf{Q}_{3}, \mathbf{Q}_{2}\}; \end{cases}$$

• (8) остается одна точка *P*:

$$\mathbf{P} = \mathbf{Q}_0 = \mathbf{Q}_1 = \mathbf{Q}_2 = \mathbf{Q}_3.$$

Далее для каждой из частей О рассчитывается площадь пересечения с элементами томограммы W_{ij} и вклад частей суммируется. Для невырожденной части вершины полигонов $T_a(Q) \cap W_{ii}$, a = 0[,1] рассчитываются методом Сазерленда-Ходжмана [9], для вырожденных в линию частей пересечение $L_a(Q) \cap W_{ii}$, a = 0[,1] рассчитывается методом Коэна-Сазерленда [10], вклад вырожденного в точку источника учитывается только в том элементе томограммы, которому он принадлежит. При расчете вклада вырожденных элементов эффективная ширина линии и эффективный диаметр точечного источника полагаются равными скоростному разрешению доплеровской томограммы. При применении метода Сазерленда-Ходжмана следует помнить, что при выполнении условия $W_{ij} \in T_a(Q)$, т.е., если элемент томограммы целиком помещается в невырожденную часть Q, результатом будет пустое множество, и метод необходимо применить повторно, заменив полигоны местами, либо использовать прямой геометрический тест на выполнение данного условия.

На рис. 4 показаны синтетические доплеровские томограммы, построенные методом картирования с разрешением томографического изображения 80, 40, 20 и 10 км/с. Поскольку метод картирования напрямую учитывает форму и размер скоростных объемов, то, в отличие от метода свертки, на томограмме, полученной методом картирования, протяженные в скоростном пространстве элементы течения образуют непрерывное распределение интенсивности с четкими границами элементов. Как следствие, на томограмме отсутствуют промежутки между точечными источниками, визуально формирующие на томографическом изображении фиктивные структуры, проявляющиеся при применении метода свертки.

На томограммах, приведенных на рис. 4, хорошо выделяется только один наиболее яркий элемент течения - аккреционный поток из точки Лагранжа L_1 . На участке траектории от L_1 до радиуса последней устойчивой орбиты вокруг аккретора он имеет резкие границы, далее по траектории внутри магнитосферы аккретора границы потока становятся более размытыми, однако даже при этом на томограммах с разрешением 20 и 10 км/с хорошо видно разделение аккреционного потока на два рукава на скорости ≈1000 км/с. Также томограмма показывает наличие источников излучения внутри полости Роша аккретора, движущихся со скоростями, близкими к орбитальной скорости самого аккретора, однако из томографического изображения этих источников нельзя сказать, что они формируют какую-либо определенную структуру.

3.3. Спектральный синтез

В отличие от методов свертки и картирования, метод спектрального синтеза не является методом прямого отображения, но предполагает моделирование наблюдательных данных, а именно участка спектра с профилем спектральной линии, и последующее применение классического метода доплеровской томографии для восстановления томографического изображения из смоделированного набора спектров. Это означает, что построение синтетической доплеровской томограммы выполняется тем же способом, которым получается наблюдательная томограмма, т.е. каким-либо вариантом метода восстановления томографических изображений (FBP – Filtered Back Projection [11, 12]), [метод "чистки" (Clean) [13-16], байесовские методы с регуляризацией [17-20]), но при этом используются не наблюдательные спектры реального астрофизического объекта, а синтетические профили спектральной линии, вычисленные по его газодинамической модели. В настоящей работе для восстановления томографического изображения был применен метод максимального правдоподобия с энтропийной регуляризацией из широкого набора Maximum Entropy Methods (далее MLME – Maximum Likelihood & Maximum Entropy). Такой подход позволяет получить доплеровскую томограмму, наиболее близкую к наблюдательной, при условии схожести профилей спектральных линий, так как позволяет учесть и особенности процедуры наблюдения в виде идентичного набора орбитальных фаз, которым соответствуют наблюдательные спектры, и поведение метода восстановления изображения в отношении заполнения участков томограммы между соседними спектральными профилями. Потенциально проблемной частью метода является само моделирование спектра, поскольку и модель переноса излучения может недостаточно адекватно описывать наблюдаемый объект и, что еще важнее, сам объект может со-



Рис. 3. Синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве, построенные методом свертки. На панелях (а), (б), (в) показаны томограммы, построенные только по источникам излучения внутри полости Роша аккретора с разрешением 80, 40 и 20 км/с, на панели (г) – томограмма с учетом источников во всей расчетной области с разрешением 20 км/с. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа L_1 , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

держать оптически толстые структуры, что ограничивает применимость доплеровской томографии как таковой.

Синтетические профили спектральных линий рассчитываются в приближении оптически тонкой среды. Каждому элементу течения соответствует некоторый эмиссионный профиль спектральной линии, вычисленный с учетом доплеровского смещения и теплового уширения исходя из значений газодинамических величин, представленных в данных МГД моделирования, т.е. после учета термодинамического вклада процессов радиационного нагрева-охлаждения и без учета потока излучения, производимого в ходе радиационного охлаждения газа, при этом амплитуда профиля определяется выражением (1).

В самом простом случае интенсивность вычисляется суммированием всех источников, свернутых с функцией рассеяния, аналогично (2):

$$I_{k} = \sum_{n} S_{n} \int_{-\Delta V_{r}/2}^{+\Delta V_{r}/2} f\left(\mathbf{U}_{n} \cdot \mathbf{R} - (V_{r,k} + \delta V_{r})\right) d\delta V_{r}, \quad (6)$$

где вектор **R** = $(\cos 2\pi\phi\cos \pi/2 - i; \sin 2\pi\phi\cos \pi/2 - -i; \sin \pi/2 - i)$ определяет направление луча зрения (ϕ – орбитальная фаза, *i* – наклонение орби-



Рис. 4. Синтетическая доплеровская томограмма с разрешением 80 (а), 40 (б), 20 (в) и 10 км/с (г), построенная методом картирования по источникам излучения внутри полости Роша аккретора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа L_1 , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

ты), $\Delta V_{\rm r} = (V_{{\rm r},k+1} - V_{{\rm r},k})$ – скоростное разрешение профиля спектральной линии, f – функция рассеяния точечного источника.

В качестве функции рассеяния мы использовали функцию Гаусса, дисперсия которой определялась как $\sigma = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_I^2}$ с учетом тепловой ширины профиля спектральной линии и заданной инструментальной дисперсии.

На рис. 5 и рис. 6 показаны синтетические последовательные спектрограммы (панели (а), (в)) с разрешением 80, 40 (рис. 5), 20 и 10 км/с (рис. 6) и восстановленные по ним доплеровские томограммы (панели (б), (г)). Для моделирования

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 11 2022

спектров использовались только источники излучения внутри полости Роша аккретора.

4. ИНВЕРТИРОВАННОЕ СКОРОСТНОЕ ПРОСТРАНСТВО

В работе [21] был предложен, а далее в работах [22–25] развит альтернативный способ представления доплеровских томограмм, предположительно облегчающий их интерпретацию, поскольку используемое преобразование координат заменяет контринтуитивную обратно пропорциональную связь между расстоянием и скоростью, естественно возникающую при движении в гра-



Рис. 5. Синтетические последовательные спектрограммы (слева) и восстановленные по ним доплеровские томограммы (справа) с разрешением 80 км/с (панели (а) и (б)) и 40 км/с (панели (в) и (г)). Для моделирования спектров использовались только источники излучения внутри полости Роша аккретора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа *L*₁, радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

витационном поле, на прямо пропорциональную. Кроме того, в этом подходе разрешение томографического изображения получается выше в области низких скоростей. Суть предлагаемого в работе [21] метода сводится к следующему: вместо традиционного представления доплеровской томограммы как распределения интенсивности

вида $I(v_x, v_y)$ строится распределение $I(v'_r, v_\phi)$ в псевдо-полярных координатах, где координата v'_r выражается через радиальный компонент вектора скорости как $v'_r = v_{max} - v_r$, а v_{max} – выбранное максимальное значение скорости, которое может быть отображено на томограмме. Отметим, что при использовании такого преобразования область пространства $v_r > v_{max}$ не может быть показана. Данный способ представления доплеровских томограмм может быть применен к любому из перечисленных выше, поскольку всего лишь преобразует систему координат уже имеющейся классической доплеровской томограммы. Тем не менее способ инверсии скоростного пространства для каждого из перечисленных выше методов отличается.



Рис. 6. Синтетические последовательные спектрограммы (слева) и восстановленные по ним доплеровские томограммы (справа) с разрешением 20 км/с (панели (а), (б)) и 10 км/с (панели (в), (г)). Для моделирования спектров использовались только источники излучения внутри полости Роша аккретора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа *L*₁, радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

4.1. Свертка

В методе свертки реализация инвертированного скоростного пространства наиболее простая, поскольку указанное выше преобразование координат можно напрямую использовать в выражении (2):

$$I_{ij} = \sum_{n} S_{n} \begin{cases} |\mathbf{U}_{n}| \leq V_{\max}, & f\left(\left|\mathbf{V}_{ij} - \left(1 - \frac{|\mathbf{U}_{n}|}{V_{\max}}\right)\mathbf{U}_{n}\right|\right), \\ |\mathbf{U}_{n}| > V_{\max}, & 0, \end{cases}$$
(7)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 11 2022

где I_{ij} – интенсивность (i, j)-го элемента томограммы, $\mathbf{V}_{ij} = (V_x, V_y)_{ij}$ – скоростная координата томограммы, S_n – интенсивность излучения *n*-го источника, $\mathbf{U}_n = (U_x, U_y)_n$ – скорость источника, f – функция рассеяния точки, V_{max} – максимальная скорость на инвертированной томограмме.

На рис. 3 показаны синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве, построенные методом свертки. Расположение компонентов двойной звезды и элементов течения оболочки на инвертирован-

ной томограмме существенно отличается от классического и требует пояснений. Большую часть пространства томограммы занимает полость Роша аккретора, ее граница показана на томограммах на рис. 3 штриховой линией (внешняя окружность). Внутри полости Роша аккретора также показаны сплошными линиями кеплеровский радиус аккретора (внутренняя окружность) и местоположение последней устойчивой орбиты вокруг аккретора (штрихпунктирная окружность между границей полости Роша и кеплеровским радиусом аккретора). В инвертированном скоростном пространстве полость Роша донора отображается внутрь полости Роша аккретора, она также имеет грушеобразную форму, как и на классической доплеровской томограмме, но располагается в верхней части томограммы по центру и ориентирована точкой Лагранжа L_1 наружу, а не внутрь. Граница полости Роша донора и баллистическая траектория вещества из точки Лагранжа L₁ показаны на рис. 2 сплошными линиями.

4.2. Картирование

В методе картирования реализация инвертированного скоростного пространства представляет собой более сложную задачу. Поскольку фактически инвертированная томограмма строится в криволинейном пространстве (в полярных координатах), то и учет вкладов источников геометрическими методами тоже необходимо производить в криволинейном пространстве, что делает задачу очень нетривиальной. К счастью, есть более простое решение. Оно состоит в том, что учитывать вклады источников можно и в плоском скоростном пространстве, однако при этом в плоское пространство нужно перевести и геометрию элементов томограммы. Поскольку элементами инвертированной томограммы являются полярные сектора, такая задача решается достаточно просто, но требует привлечения новых алгоритмов. Лля вычисления вклада источника необходимо вычислить объем (площадь) пересечения элемента источника с элементами инвертированной томограммы, т.е. с секторами в полярных координатах, переведенными в плоское пространство в декартовых координатах. Представление криволинейной радиальной границы полярного сектора конечным набором отрезков в декартовых координатах возможно только приближенно, поэтому аппроксимацию полярного сектора многоугольником необходимо делать с учетом погрешности вычисления площади. Относительная ошибка аппроксимации площади полярного сектора имеет вид:

$$\xi = 1 - \frac{2N\sin\frac{\alpha}{2N}}{\alpha},\tag{8}$$

где N — количество отрезков, аппроксимирующих дугу в полярном секторе ($N \ge 1$), $\alpha \in (0, \alpha_{\max} \ll \pi)$ — угол раствора полярного сектора.

Таким образом, чтобы относительная погрешность в интенсивности при вычислении вклада источника не превышала некоторое заданное значение ε_I , это же условие должно выполняться и для относительной ошибки аппроксимации площади элемента томограммы, т.е. $\xi \leq \varepsilon_I$, откуда можно найти минимальное требуемое N.

Далее, для нахождения пересечения многоугольника, представляющего элемент инвертированной томограммы, с элементом площади источника, необходимо использовать метод Уайлера-Атертона (Weiler-Atherton) [26, 27], т.к. метод Сазерленда-Ходжмана не работает корректно с невыпуклыми многоугольниками, каким в общем случае является аппроксимированный набором отрезков полярный сектор. Найденные методом Уайлера-Атертона пересечения элемента инвертированной томограммы и элемента площади источника являются выпуклыми многоугольниками, поэтому вычисление суммы их площадей производится элементарно.

В результате выполнения описанных выше шагов метода картирования получается синтетическая доплеровская томограмма в полярных координатах. Для аккуратного пересчета полученного распределения интенсивности в плоское скоростное пространство на декартову сетку можно повторно воспользоваться методом Уайлера-Атертона, но вместо элементов площади источников использовать многоугольники, описывающие границы ячеек декартовой сетки. Конечно, на этом этапе вместо геометрического интегрирования можно воспользоваться и каким-либо более простым способом интерполяции распределения интенсивности, но при этом следует помнить, что интерполяция может быть неконсервативной и производить артефакты в случае, когда локальное разрешение томограммы в полярных координатах выше разрешения томограммы в плоском пространстве.

На рис. 7 показаны синтетические доплеровские томограммы, построенные методом картирования в инвертированном скоростном пространстве с разрешением томографического изображения 80, 40, 20 и 10 км/с.

4.3. Спектральный синтез

Построение доплеровской томограммы в инвертированном скоростном пространстве методом спектрального синтеза возможно двумя способами: 1) с помощью метода доплеровской томографии в полярных скоростных координатах с последующей радиальной инверсией томограммы и 2) преобразованием в инвертированное скорост-



Рис. 7. Синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве с разрешением 80 (а), 40 (б), 20 (в) и 10 км/с (г), построенные методом картирования по источникам излучения внутри полости Роша аккретора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа L_1 , радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

ное пространство классической доплеровской томограммы, полученной в плоском скоростном пространстве. Поскольку в распоряжении авторов настоящей работы была только реализация метода MLME для плоского скоростного пространства, синтетические доплеровские томограммы, показанные на рис. 8, получены вторым способом.

5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Фотометрические и спектроскопические наблюдения поляров проводятся многими исследователями уже в течение нескольких десятилетий, по результатам наблюдений опубликовано мно-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 11 2022

жество работ. Однако спектроскопические наблюдения с достаточно высоким для доплеровской томографии скоростным и временным разрешением гораздо более редки. При этом таких работ, в которых доплеровские томограммы поляров использовались бы для представления результатов спектроскопических наблюдений и обладали бы достаточной детализацией для анализа структуры околозвездной оболочки, из всего множества публикаций на каждый наблюдаемый поляр приходятся единицы. Ниже мы рассмотрим несколько публикаций, в которых представлены наблюдательные доплеровские томограммы V808 Aur и других поляров, и проведем краткое

(a) (б) V808Aur accretor Roche lobe FWHM = 80 km/s MEM2D V808Aur accretor Roche lobe FWHM = 40 km/s MEM2D 0 max 0 max 1000 1000 $\operatorname{og} I(V_x, V_y)$ $ogI(V_x, V_y)$ s = -/+2000s/mg -/+2000 -1000 -1000 0 0 min min -/+2000 -1000-/+20001000 -10001000 Ó Ó Ó 0 $V_{\rm x}$, km/s $V_{\rm r}$, km/s (r) (B) V808Aur accretor Roche lobe FWHM = 20 km/s MEM2D V808Aur accretor Roche lobe FWHM = 10 km/s MEM2D 0 max 0 max 1000-1000 $\operatorname{og} I(V_x, V_y)$ $ogI(V_x, V_y)$ V_y , km/s y, km/s -/+2000-+2000-1000-1000-0 0 min min 0 -1000-/+2000 1000 0 0 -1000-/+2000 1000 0 V_x , km/s V_x , km/s

Рис. 8. Синтетические доплеровские томограммы в инвертированном скоростном пространстве с разрешением 80 (а), 40 (б), 20 (в) и 10 км/с (г), построенные методом спектрального синтеза. Для получения томограммы использовались только источники излучения внутри полости Роша аккретора. Линиями показаны полости Роша компонентов системы, баллистическая траектория струи вещества из точки Лагранжа *L*₁, радиус последней устойчивой орбиты вокруг аккретора и радиус самого аккретора.

сравнение синтетических и наблюдательных томограмм.

Наблюдательные доплеровские томограммы для затменного поляра V808 Aur (CSS081231: :071126+440405), для которого мы строили в настоящей работе синтетические томограммы по результатам вычисления МГД модели, можно найти в статье [28]. Наблюдательные томограммы приведены для линий H α , H β , He I и He II с разрешением \approx 100–135 км/с для двух наборов спектров, соответствующих разным датам проведения наблюдений. Из распределения интенсивности на различных томограммах можно сделать вывод, что поведение аккреционного потока в целом совпадает с модельным, во втором наборе томограмм хорошо проявляются уширение и отклонение аккреционного потока от баллистической траектории в направлении аккретора, но отклонение происходит на больших скоростях — ~500— 800 км/с против ~250—300 км/с в МГД модели. В первом наборе томограмм доминирует аккреционный поток на баллистической траектории, но на скоростях >1000 км/с продолжения аккреционного потока на наблюдательных томограммах не видно из-за малой интенсивности эмиссионных линий.

В работе [29] приведена доплеровская томограмма поляра VV Рирріѕ в линии Нα с разрешением \approx 72.8 км/с. На ней основные источники излучения сосредоточены в аккреционном потоке в полости Роша аккретора, в окрестности точки Лагранжа L_1 , несмотря на более высокое разрешение томограммы, по сравнению с другими наблюдениями, распределение интенсивности не имеет мелких деталей и представляет собой одно яркое пятно, вытянутое несколькими лучами в сторону аккретора и по направлению орбитального движения системы, аккреционный поток отклонен от баллистической траектории также в сторону аккретора.

В работе [30] приведена доплеровская томограмма поляра BL Hydri в линии Hα с разрешением ≈170 км/с. Здесь основные источники излучения расположены глубоко в полости Роша аккретора, распределение интенсивности представляет собой одно яркое пятно эллиптичной формы, смещенное в сторону аккретора и по ходу орбитального движения системы. Ввиду крайне низкого разрешения томограммы, она не представляет особого интереса для детального анализа, но вполне согласуется по структуре с доплеровскими томограммами других поляров.

В работе [31] приведена доплеровская томограмма поляра RX J1554.2+2721 в линии Не II с разрешением \approx 153.6 км/с. Данная томограмма показывает, что основные источники излучения сосредоточены в аккреционном потоке в полости Роша аккретора вблизи точки Лагранжа L_1 и центра масс системы, разрешение томограммы не позволяет сделать однозначный вывод об отклонении аккреционного потока от баллистической траектории.

В работе [32] приведены доплеровские томограммы поляра V834 Сеп в линии Не II с разрешением \approx 51.2 км/с. На этих томограммах хорошо выделяется аккреционный поток из точки Лагранжа L_1 , отклоняющийся от баллистической траектории в сторону аккретора на скорости \approx 500 км/с и различимый далее до скорости \approx 1000 км/с, на некоторых томограммах также видно начало разделения аккреционного потока на части.

В работе [33] приведены доплеровские томограммы поляров AM Her и QQ Vul в линиях He I и He II с разрешением ≈ 80 км/с и в линии H β с разрешением ≈ 50 км/с. На томограммах AM Her в линии H β выделяются только источник в L_1 и аморфная область размером ≈ 150 км/с, смещенная в сторону аккретора и по направлению орбитального движения системы, на томограмме в линии He II хорошо видно отклонение аккреционного потока от баллистической траектории на скорости ≈ 500 км/с в сторону аккретора. На томограммах QQ Vul во всех линиях выделяется обширная область размером ≈ 1300 км/с, также смещенная в сторону аккретора и по ходу орбитального движения системы, наиболее яркие источники находятся как на баллистической траектории аккреционного потока, так и вблизи аккретора.

В работе [34] приведены доплеровские томограммы поляра J2048 в линии На с разрешением ≈55 км/с: максимум интенсивности приходится на окрестность точки Лагранжа L, аккреционный поток на томограммах имеет форму трех лучей, средний из которых расположен аналогично другим полярам, отклоняясь от баллистической траектории в сторону аккретора на скорости ≈400 км/с, два крайних луча направлены на аккретор и по ходу орбитального движения. Вероятно, такая особенность в распределении интенсивности объясняется в т.ч. свойствами метода восстановления томографического изображения, поскольку на томограммах с меньшим разрешением у других поляров тоже встречается распределение ярких источников излучения в широком диапазоне скоростей [33].

В работе [35] приведены доплеровские томограммы поляра CRTS CSS 130604 J215427+155714 в линиях Н β и Не II с разрешением ≈140.8 км/с: на томограммах присутствует одно яркое пятно в окрестности точки Лагранжа L_1 , распределение интенсивности на остальной части томограммы не содержит каких-либо структур с более-менее четкими границами, но в линии Не II смещено в сторону звезды-донора и по ходу орбитального движения системы.

В работе [36] приведены доплеровские томограммы поляра 1RXS J152506.9–032647 в линиях Н β и Не II с разрешением ≈140.8 км/с. На томограммах присутствует одно яркое пятно, смещенное на ≈200 км/с от точки Лагранжа L_1 вдоль баллистической траектории аккреционного потока, сам поток отклонен в сторону аккретора и имеет сравнительно низкую яркость, преобладающую в линии Не II.

Наиболее детальная доплеровская томограмма приведена в работе [37] для поляра IPHAS J052832.69+283837.6 в линии НВ с разрешением ≈53.8 км/с в классическом виде (стандартная проекция) и в инвертированном скоростном пространстве: основные источники излучения сосредоточены вдоль аккреционного потока, сам поток по мере удаления от точки Лагранжа L₁ отклоняется в сторону от аккретора. В целом между наблюдательными доплеровскими томограммами поляра IPHAS J052832.69+283837.6 и синтетическими доплеровскими томограммами поляра V808 Aur, полученными в настоящей работе, имеется наилучшее соответствие. На синтетических томограммах V808 Aur аккреционный поток отклонен от баллистической траектории в сторону, противоположную той, что имеет место на наблюда-

917

тельных томограммах IPHAS J052832.69+283837.6. Это может быть связано как с выбранными моментами времени наблюдения и моделирования, с конфигурацией магнитного поля, так и с принятыми начальными условиями для расчета баллистической траектории.

Применение методов доплеровской томографии не ограничивается только изучением околозвездных оболочек катаклизмических переменных, их можно использовать и в новых перспективных областях исследования.

Так, в работах [38-40] обсуждается возможное обнаружение двух экзопланет типа горячего юпитера в системе поляра UZ Fornacis. Приводимые авторами указанных работ доплеровские томограммы по общей структуре хорошо согласуются с томограммами других поляров, но обладают несколькими нехарактерными для поляров особенностями, такими как существенно отличающееся расположение горячих пятен (ярких источников) и видимое прерывание аккрешионного потока за горячим пятном. Распределение интенсивности излучения вдоль траектории аккрецирующего вещества указывает на наличие препятствия в околозвездной оболочке поляра, однако томограмма не показывает наличие околозвездного диска, как у промежуточных поляров. Анализ только наблюдательных данных, проведенный в работах [38-40], не позволяет сделать однозначный вывод об устройстве околозвездной оболочки UZ Fornacis. Мы считаем актуальным проведение исследования системы методами МГД моделирования с применением описанных в настояшей работе методов синтетической доплеровской томографии.

В работе [2] метод доплеровской томографии используется авторами для исследования атмосфер экзопланет. Применение классической доплеровской томографии не совсем традиционно для исследования экзопланет, поскольку в основном применяется метод доплеровского картирования, известный как line-profile tomography [41, 42], однако это также открывает новую область применения и для методов синтетической доплеровской томографии.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведены описания трех методов построения синтетических доплеровских томограмм: двух прямых методов — свертки и картирования, и одного обратного метода — спектрального синтеза (моделирования наблюдательных данных (спектров) и восстановления томограммы методом MLME). Продемонстрировано применение указанных методов к результатам МГД моделирования поляра V808 Aur, приведены доплеровские томограммы, построенные всеми рассмотренными методами в нескольких скоростных разрешениях, а также синтетические последовательные спектрограммы для обратного метода. Кроме того, рассмотрены варианты методов для инвертированного скоростного пространства. Проведено сравнение с наблюдательными доплеровскими томограммами поляров.

Из прямых методов синтетической доплеровской томографии метод картирования показал наилучшее совпадение как с обратным методом спектрального синтеза, так и с наблюдательными томограммами. Метод свертки при всей своей простоте показал себя наименее точным, склонным к созданию актефактов на томограммах из-за неучета в своей классической формулировке протяженности источников в скоростном пространстве. Вероятно, этот недостаток метода свертки можно устранить или нивелировать, если учесть локальную анизотропию скоростного пространства, однако это выходит за рамки настоящей работы. Нами рассмотрен только двумерный вариант метода картирования, хотя полноценным вариантом является, конечно же, его трехмерный вариант. Реализация трехмерного метода картирования, безусловно, сложнее и в плане комбинаторной топологии (вследствие появления новых способов вырождения геометрии источников в скоростном пространстве и новых симметрий) и необходимости применения более громоздких стереометрических методов вычислительной геометрии, однако она видится необходимой для сопоставления численных моделей с трехмерными наблюдательными доплеровскими томограммами [5]. Авторы планируют продолжить развитие методов синтетической доплеровской томографии в будущих работах.

Одним из проблемных моментов для всех методов построения синтетических доплеровских томограмм оказалась невозможность более адекватно, чем в принятом в настоящей работе сером приближении, рассчитать интенсивность источников излучения только по данным МГД модели. При этом в практике моделирования околозвездных оболочек необходимо учитывать то обстоятельство, что при использовании в газодинамической модели какого-либо метода переноса излучения или при использовании приближенного метода радиационного нагрева-охлаждения вещества соответствующие радиационные потоки или радиационно-тепловые источники должны включаться в результаты моделирования, а не только учитываться в модели в процессе расчета.

Сравнение синтетических доплеровских томограмм поляра V808 Aur (CSS081231: 071126+440405), построенных по данным МГД модели, с наблюдательными томограммами этого и некоторых других поляров показало хорошее взаимное соответствие по структуре томограмм. В рассмотренных нами работах наблюдательные томограммы, в лучшем случае, достигают разрешения, близкого к 40 км/с, при котором детализация томограммы уже достаточно высока для анализа структуры аккреционного течения, но, как показывают синтетические доплеровские томограммы в случае V808 Aur, более мелкие детали течения, такие как разделение аккреционного потока на рукава и переход в аккреционные колонки, начинают быть различимы с разрешений порядка 20 км/с, недостижимых в наблюдениях с приемлемым отношением сигнал/шум на многих инструментах, используемых для наблюдения поляров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (№ 13.1902.21.0039)

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН)¹. Авторы выражают благодарность Д.А. Кононову (ИНАСАН) за предоставленный код MEM2D, реализующий метод MLME.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *T. R. Marsh and K. Horne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **235**, 269 (1988).
- C. A. Watson, E. J. W. de Mooij, D. Steeghs, T. R. Marsh, M. Brogi, N. P. Gibson, and S. Matthews, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 490, 1991 (2019), arXiv:1909.09219 [astro-ph.EP].
- 3. D. V. Bisikalo, D. A. Kononov, P. V. Kaigorodov, A. G. Zhilkin, and A. A. Boyarchuk, Astron. Rep. **52**, 318 (2008).
- 4. D. A. Kononov, F. Giovannelli, I. Bruni, and D. V. Bisikalo, Astron. and Astrophys. **538**, id. A94 (2012).
- D. A. Kononov, M. I. Agafonov, O. I. Sharova, D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin, and M. Y. Sidorov, Astron. Rep. 58, 881 (2014).
- 6. A. G. Zhilkin, A. V. Sobolev, D. V. Bisikalo, and M. M. Gabdeev, Astron. Rep. 63, 751 (2019).
- 7. *B. Paczyński*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **9**, 183 (1971).
- 8. C. Warner, Cataclysmic variable stars (Cambridge Astrophys. Ser. 28, 1995).
- 9. I. E. Sutherland and G. W. Hodgman, Comm. ACM 17, 32 (1974). https://doi.org/10.1145/360767.360802
- 10. W. Newman and R. L. Sproull, Principles of interactive computer graphics (New York: McGraw-Hill, 1973).

11. *R. N. Bracewell and A. C. Riddle*, Astrophys. J. **150**, 427 (1967).

919

- T. R. Marsh, Binary Stars: Selected Topics on Observations and Physical Processes, Lectures held at the Astrophysics School XII Organized by the European Astrophysics Doctoral Network (EADN) in La Laguna, Tenerife, Spain, 6–17 September 1999, edited by F. C. L'zaro and M. J. Arévalo, Lecture Notes in Physics, 563, 151 (2001).
- 13. *A. Högbom*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **15**, 417 (1974).
- 14. D. G. Steer, P. E. Dewdney, and M. R. Ito, Astron. and Astrophys. 137, 159 (1984).
- 15. B. G. Clark, Astron. and Astrophys. 89, 377 (1980).
- 16. T. J. Cornwell, Astron. and Astrophys. 202, 316 (1988).
- 17. L. B. Lucy, Astron. J. 79, 745 (1974).
- 18. L. B. Lucy, Astron. and Astrophys. 289, 983 (1994).
- 19. *R. Nityananda and R. Narayan*, J. Astrophys. and Astron. **3**, 419 (1982).
- 20. J. Skilling and R. K. Bryan, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 211, 111 (1984).
- 21. E. J. Kotze, S. B. Potter, and V. A. McBride, Astron. and Astrophys. **579**, id. A77 (2015), arXiv:1507.05213 [astro-ph.SR].
- 22. S. Potter, E. Kotze, and V. McBride, Proc. of the SALT Science Conference 2015 (SSC2015), held 1–5 June 2015 in Stellenbosch Institute of Advanced Study, South Africa, id. 51.
- S. Potter, E. Kotze, and V. McBride, Proc. of The Golden Age of Cataclysmic Variables and Related Objects – III (Golden2015), held 7–12 September 2015 in Palermo, Italy, id.20.
- 24. E. J. Kotze and S. B. Potter, Acta Polytechnica CTU Proceedings 2, 170 (2015), arXiv:1503.04637 [astroph.SR],

https://doi.org/10.14311/APP.2015.02.0170

- 25. E. J. Kotze, S. B. Potter, and V. A. McBride, Astron. and Astrophys. **595**, id. A47 (2016), arXiv:1610.09841 [astro-ph.SR].
- 26. J. F. Hughes, M. S. McGuire, J. Foley, D. F. Sklar, S. K. Feiner, K. Akeley, A. Van Dam, and J. D. Foley, Computer graphics, 3rd ed. (Boston, MA: Addison-Wesley Educational, 2009).
- 27. P. A. K. Weiler, Hidden surface removal using polygon area sorting (Computer Science Press, Inc., 1988).
- N. V. Borisov, M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, N. A. Katysheva, A. I. Kolbin, S. Y. Shugarov, and V. P. Goranskij, Astrophys. Bull. 71, 101 (2016).
- 29. *M. P. Diaz and J. E. Steiner*, Astron. and Astrophys. **283**, 508 (1994).
- 30. R. E. Mennickent, M. P. Diaz, and J. Arenas, Astron. and Astrophys. 352, 167 (1999).
- 31. *G. H. Tovmassian, J. Greiner, S. V. Zharikov, J. Echevarría*, and *A. Kniazev*, Astron. and Astrophys. **380**, 504 (2001), arXiv:astro-ph/0110048.
- 32. S. B. Potter, E. Romero-Colmenero, C. A. Watson, D. A. H. Buckley, and A. Phillips, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 348, 316 (2004), arXiv:astro-ph/0311151.
- 33. A. Staude, A. D. Schwope, P. Hedelt, A. Rau, and R. Schwarz, in Magnetic Cataclysmic Variables, IAU Colloquium 190, Proc. of the Conference held 8–

¹ https://www.jscc.ru/

13 December 2002 in Cape Town, South Africa, edited by S. Vrielmann and M. Cropper, Astron. Soc. Pacific **315**, 251 (2004).

- 34. S. Kafka, C. Tappert, and R. K. Honeycutt, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 403, 755 (2010).
- N. V. Borisov, M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, N. A. Katysheva, and S. Y. Shugarov, Astrophys. Bull. 72, 184 (2017).
- M. M. Gabdeev, V. V. Shimansky, N. V. Borisov, I. F. Bikmaev, A. S. Moskvitin, and A. I. Kolbin, Astrophys. Bull. 74, 308 (2019).
- M. M. Gabdeev, N. V. Borisov, V. V. Shimansky, A. I. Kolbin, and E. A. Nikolaeva, in Physics of Magnetic Stars, edited by D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 518, 100 (2019).

- S. B. Potter, E. Romero-Colmenero, G. Ramsay, S. Crawford, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 416, 2202 (2011), arXiv:1106.1404 [astro-ph.SR].
- Z. N. Khangale, S. B. Potter, and P. A. Woudt, in Southern Horizons in Time-Domain Astronomy, edited by R. E. Griffin, Proc. IAU Symp. 339, 314 (2019).
- 40. Z. N. Khangale, S. B. Potter, and P. A. Woudt, in The Golden Age of Cataclysmic Variables and Related Objects V, held 2–7 September 2019 in Palermo, Italy, id. 19 (2021).
- 41. A. Collier Cameron, V. A. Bruce, G. R. M. Miller, A. H. M. J. Triaud, and D. Queloz, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 403, 151 (2010), arXiv:0911.5361 [astroph.SR].
- 42. Collier Cameron, E. Guenther, B. Smalley, I. McDonald, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **407**, 507 (2010), arXiv:1004.4551 [astro-ph.EP].