

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ЗАПЫЛЕННОГО ВЕТРА RW AUR A

© 2022 г. Б. С. Сафонов^{1*}, А. В. Додин¹

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 13.04.2022 г.; принята к публикации 05.05.2022 г.

В 2011 и 2015–2018 гг. блеск классической звезды типа Т Тельца RW Aur A ослабевал на 2–5^m. Ранее, в исторических наблюдениях, начиная с 1895 г., подобных ослаблений не наблюдалось: амплитуда переменности UX Ori: уменьшение показателя цвета и повышение поляризации. С целью выяснения природы затмений и ассоциированной с ними высокой поляризации мы наблюдали объект в полосах VR_c видимого диапазона методом дифференциальной спекл-поляриметрии на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Наблюдения проводились 23 октября 2016 г. в конце длительного и глубокого затмения. Поляризованный поток, как показывает простая геометрическая модель, был надежно разрешен. Используя программу моделирования переноса излучения MC3D, мы рассмотрели несколько трехмерных моделей пылевой оболочки звезды. Двухкомпонентная модель, состоящая из протопланетного диска и конуса, количественно объясняет ослабление потока и вид разрешенной оболочки. Типичный размер пылевого конуса 5–10 а.е., такой конус может являться запыленным дисковым ветром. Однако наша модель не воспроизводит источник поляризованного излучения, совпадающий со звездой и дающий большую часть поляризованного потока от объекта. Этим источником может быть рассеивающая оболочка вблизи звезды, не разрешающаяся в наших наблюдениях, либо сама звезда, если ее прямое излучение испытывает поглощение на упорядоченных частицах пыли.

Ключевые слова: поляриметрия, интерферометрия, околосредные оболочки, молодые звезды.

DOI: 10.31857/S0320010822060055

ВВЕДЕНИЕ

RW Aur — молодая двойная звезда с разделением 1.5'', что соответствует 245 а.е. на расстоянии источника (163 пк, Коллаборация Gaia, 2018). Она принадлежит к области звездообразования Тельце–Возничий. Обе компоненты системы являются звездами типа Т Тельца (Додин и др., 2020). Для компонента А характерен высокий темп аккреции $\approx 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ (Додин и др., 2019) и выраженные джеты (Мундт, Айслоффель, 1998; Бердников и др., 2017). В видимом диапазоне, помимо джета, других туманностей, к примеру, веерообразных, в окрестностях RW Aur найдено не было. Наблюдения Родригез и др. (2018) в миллиметровом диапазоне на радиоинтерферометре ALMA с разрешением 0.3'' показали наличие протопланетных дисков у обоих компонент и множественные признаки их недавнего сближения. Наклонение диска компонента А по оценке Родригез и др.

(2018) составило $55^{\circ}51 \pm 0^{\circ}513$. Близкое наклонение $55^{\circ}51 \pm 0^{\circ}55$ было получено при наблюдениях на ALMA с более высоким разрешением 0.16'' (Лонг и др., 2019).

С 1895 по 2010 г. RW Aur A показывала типичную для звезд Т Тау фотометрическую переменность: нерегулярную переменность на временных масштабах в несколько дней с амплитудой $\approx 0.3^m$. Средние звездные величины в этот период: $V = 9.8$, $R_c = 9.4$. Эта переменность возникает вследствие наличия горячих и холодных пятен, а также из-за вариаций темпа аккреции и/или околосредного поглощения (Петров, Козак, 2007). Начиная с 2010 г., звезда показывает нерегулярные затмения намного большей амплитуды и на больших временных масштабах: 0.2–2 года (Родригез и др., 2018). Одна из главных гипотез, которые были выдвинуты для объяснения этих затмений, — экранирование прямого излучения звезды пылевым ветром, возникшим около 2010 г. (Петров и др., 2015; Божинова и др., 2016). Другие модели, которые были предложены, — это приливной рукав,

*Электронный адрес: safonov@sai.msu.ru

тянущийся к компоненту В (Родригез и др., 2013), экстремально раздутый внутренний край протопланетного диска, либо наклонный диск (Факкини и др., 2016).

Цветовая и поляризационная переменность в период затмений была проанализирована нами в статье Додина и др. (2019). Мы обнаружили, что объект показывает особенности, характерные для переменных UX Ori: увеличение и последующее уменьшение показателя цвета при вхождении в затмение, а также сильную антикорреляцию между степенью поляризации и блеском. В случае переменных UX Ori вариации потока объясняются нерегулярными затмениями звезды облаками околосредней пыли. В то же время поляризация генерируется за счет рассеяния излучения звезды на протопланетном диске (Гринин, 2000).

Угол поляризации RW Aur A очень стабилен, в отличие от большинства переменных UX Ori. В период затмений 2010–2017 гг. угол поляризации находился в диапазоне 38–45° в полосах $V R_c I_c$. Этот угол соответствует направлению, перпендикулярному оси вращения диска ($PA = 130^\circ$, Кабри и др., 2006). Такая поляризация согласуется с рассеянием в осесимметричном истечении и в нашем случае эта симметрия сохранялась на протяжении нескольких лет. Также в статье Додина и др. (2019) мы выяснили, что яркость рассеивающей околосредней оболочки уменьшается вместе со звездой по мере вхождения звезды в затмение. Все эти выводы говорят в пользу того, что затмения вызывались осесимметричным оптически толстым пылевым ветром, проявляющим себя как мощный источник поляризованного излучения.

Для характеристики рассеивающей оболочки RW Aur A мы провели наблюдения этого объекта в конце длительного и глубокого затмения методом дифференциальной спекл-поляриметрии (ДСП). Метод был реализован на специальном инструменте, установленном на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ, — спекл-поляриметре (Сафонов и др., 2017). Здесь мы представляем результаты этих наблюдений и их интерпретацию в рамках простой геометрической модели и модели пылевой оболочки с расчетом переноса излучения методом Монте-Карло.

НАБЛЮДЕНИЯ

Основная наблюдательная величина, рассматриваемая в данной работе, — это отношение видностей в ортогональных поляризациях:

$$\mathcal{R}_{Q,0}(\mathbf{f}) = \frac{\tilde{I}(\mathbf{f}) + \tilde{Q}(\mathbf{f})}{\tilde{I}(\mathbf{f}) - \tilde{Q}(\mathbf{f})}, \quad (1)$$

$$\mathcal{R}_{U,0}(\mathbf{f}) = \frac{\tilde{I}(\mathbf{f}) + \tilde{U}(\mathbf{f})}{\tilde{I}(\mathbf{f}) - \tilde{U}(\mathbf{f})},$$

где $\tilde{I}(\mathbf{f})$, $\tilde{Q}(\mathbf{f})$ и $\tilde{U}(\mathbf{f})$ — преобразования Фурье от распределений параметров Стокса. Если распределение поляризованного потока в объекте отклоняется от распределения полного потока, тогда $\mathcal{R}_{Q,0} \neq 1$ и/или $\mathcal{R}_{U,0} \neq 1$. Заметим, что \mathcal{R} — это комплексная величина, в дальнейшем мы будем рассматривать ее амплитуду и фазу.

Измерение амплитуды величины \mathcal{R} было продемонстрировано ранее (Норрис и др., 2012, дифференциальная поляризационная интерферометрия). До этого предлагалась похожая концепция, но примененная к изображениям, полученным на разных длинах волн (Петров и др., 1986, дифференциальная спекл-интерферометрия).

В методе ДСП величина \mathcal{R} оценивается по серии короткоэкспозиционных изображений, получаемых с двухлучевым поляриметром (подробнее см. Сафонов и др., 2019). Мы реализуем метод на специальном инструменте — спекл-поляриметре. Спекл-поляриметр представляет собой комбинацию спекл-интерферометра на базе ПЗС с электронным усилением и двухлучевого поляриметра с вращающейся полуволновой пластинкой (Сафонов и др., 2017). Регистрация изображения выполняется в одной из полос видимого диапазона (0.4–1.0 мкм) без коррекции атмосферных искажений в реальном времени. Угловой размер пикселя в проекции на небо составляет 20.6 мсд.

Наблюдения проводились в режиме быстрой поляриметрии, их обстоятельства приведены в табл. 1. Полуволновая пластинка вращалась со скоростью 300°/с, при этом детектор получал кадры с периодом 30 мс. Спекл-поляриметр был установлен в фокусе Кассегрена. Таким образом, вся оптическая система до полуволновой пластинки была осесимметрична, что обеспечивало низкий уровень инструментальной поляризации ($\approx 0.01\%$, Сафонов и др., 2017).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерение \mathcal{R} 23 октября 2016 г. в полосе R_c представлено на рис. 1. Для удобства последующего анализа здесь и далее наблюдения \mathcal{R} преобразованы так, чтобы ось OX (вертикальная на рис. 1) совпадала с направлением оси вращения диска, обращенной к наблюдателю ($PA = 130^\circ$, Кабри и др., 2006). Полная поляризация объекта в этой новой системе координат практически полностью определяется параметром Стокса q , который оказывается равен $-5.05\% \pm 0.13\%$ и $-4.90\% \pm 0.02\%$ для полос V и R_c соответственно. Отрицательный

Таблица 1. Обстоятельства наблюдений и некоторые результаты наблюдений

UT	b	$\beta, ''$	acc, s	m	$q, \%$	$u, \%$
2016-10-22 23:57	V	1.0	216	10.4 ± 0.2	-5.05 ± 0.13	$+0.07 \pm 0.06$
2016-10-23 00:02	R_c	1.3	210	10.1 ± 0.2	-4.90 ± 0.02	-0.50 ± 0.02

Примечание. Значения столбцов: UT — всемирное время центра полученной серии, b — фотометрическая полоса, β — качество изображения по одновременным наблюдениям на MASS-DIMM (Корнилов и др., 2014), acc — полное время накопления, m — звездная величина, q, u — безразмерные параметры Стокса в системе отсчета, ось OX которой направлена вдоль приближающегося джета ($q < 0$ означает поляризацию поперек джета).

параметр Стокса q в этой системе отсчета будет соответствовать поляризации поперек оси вращения диска.

Из рис. 1 следует, что \mathcal{R} показывает большие отклонения от единицы. Стастика приведенного хи-квадрат χ_r^2 , соответствующая гипотезе $\mathcal{R} = 1$, оказывается равной 8.3. Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что поляризованный поток разрешается. В \mathcal{R} просматривается структура, типичная для отражательных туманностей. \mathcal{R}_Q значимо положительно в вертикальной полосе, проходящей через начало координат, а в горизонтальной — значимо отрицательно. Для \mathcal{R}_U

картина похожая, но повернута на 45 градусов. Тем временем в аргументе \mathcal{R}_Q доминирует наклон в направлении OX , а в аргументе \mathcal{R}_U — наклон в направлении OY .

В статье Сафонов и др. (2019) мы привели метод восстановления изображения околозвездной оболочки в параметрах Стокса Q и U с дифракционным разрешением путем обращения преобразования Фурье

$$\tilde{Q}'_e(\mathbf{f}) = 0.5(\mathcal{R}_Q(\mathbf{f}) - 1), \quad (2)$$

$$\tilde{U}'_e(\mathbf{f}) = 0.5(\mathcal{R}_U(\mathbf{f}) - 1). \quad (3)$$

Здесь величины в левых частях уравнений нормированы на полный поток и включают вклад поляризации излучения звезды: $\tilde{Q}'_e(\mathbf{f}) = (\tilde{Q}_e(\mathbf{f})/I_\star) + q_\star$, $\tilde{U}'_e(\mathbf{f}) = (\tilde{U}_e(\mathbf{f})/I_\star) + u_\star$. Эта операция применима, если оболочка намного слабее звезды и если угловой размер последней мал. Перед применением преобразования Фурье $\tilde{Q}'_e(\mathbf{f})$ и $\tilde{U}'_e(\mathbf{f})$ умножаются на фильтр, пропускающий только низкие частоты. В качестве такого фильтра мы взяли дифракционную оптическую передаточную функцию, соответствующую апертуре диаметром $0.7D$, где $D = 2.5$ м — диаметр питающего телескопа. Функция рассеяния точки, соответствующая такому фильтру, приведена на рис. 2б. Фильтрация позволяет снизить влияние зашумленной высокочастотной части \mathcal{R} . Доля и угол поляризации, вычисленные из распределений параметров Стокса, приведены на рис. 2а.

Можно видеть, что положение источника света, поляризованного поперек оси вращения диска, совпадает со звездой. Однако имеется более слабая поляризованная деталь на расстоянии 50–100 мсд от звезды на позиционном угле $PA = 130^\circ$, соответствующем оси вращения диска. Ориентация поляризации в этой детали азимутальная, т.е. примерно перпендикулярна направлению на звезду во всех точках. Это говорит в пользу того, что протяженный поляризованный источник представляет собой отражательную туманность.

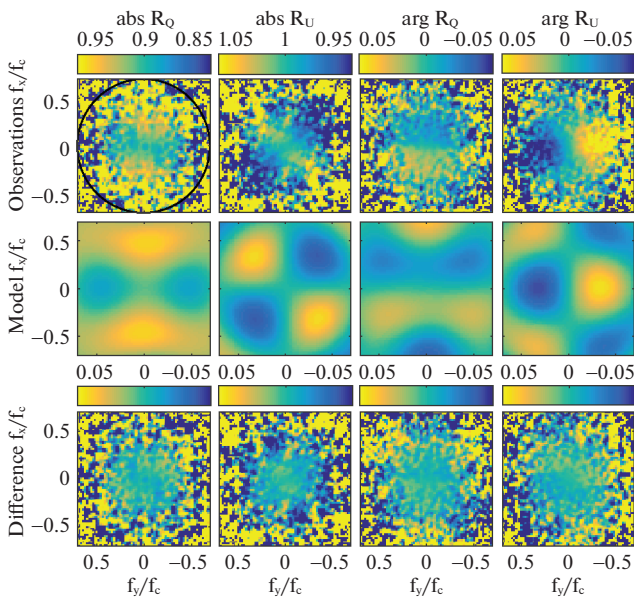


Рис. 1. Измерения \mathcal{R} , выполненные 23 октября 2016 г. в полосе R_c . Слева направо колонки соответствуют $|\mathcal{R}_Q|$, $|\mathcal{R}_U|$, $\arg \mathcal{R}_Q$ и $\arg \mathcal{R}_U$. По осям отложены пространственные частоты, нормированные на частоту среза $f_c = D/\lambda$, где D — диаметр апертуры, λ — длина волны. Сверху вниз строки соответствуют наблюдаемому \mathcal{R} , модельному \mathcal{R} и их разности. Круг в верхней левой панели показывает область пространства Фурье, использованную для аппроксимации. Система координат повернута так, чтобы приближающийся джет был направлен вверх вдоль оси OX .

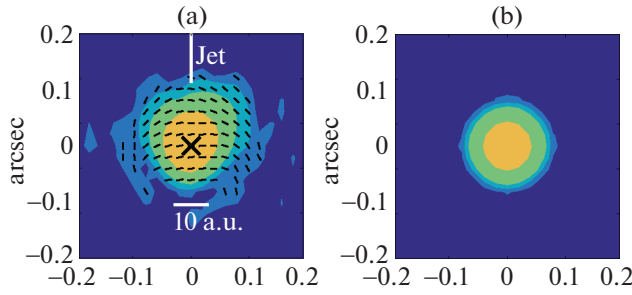


Рис. 2. (a) — Изображение RW Aur A в поляризованной интенсивности, восстановленное из измерений \mathcal{R} 23 октября 2016 г., см. подробнее текст. Короткие линии показывают ориентацию поляризации. Показано направление приближающегося джета. Крест показывает положение звезды, однако ее неполяризованное излучение здесь не видно. Контуры соответствуют величинам интенсивности, нормированным на полный поляризованный поток: $(0.15, 0.3, 0.6, 1.5, 3.0, 10) \times 10^{-3}$. (b) — Функция рассеяния точки.

ПРОСТАЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Поскольку характерный размер обнаруженной туманности $\approx \lambda/D$, ее изображение значительно искажается эффектом конечности углового разрешения телескопа. Важность учета этого фактора при интерпретации изображений в поляризованной интенсивности была отмечена ранее Мин и др. (2012). В то же время в пространстве Фурье-образов, где задана величина \mathcal{R} , конечное угловое разрешение проявляет себя как увеличение шума по мере роста пространственной частоты к частоте среза D/λ . Вследствие этого мы будем сравнивать модель и наблюдения в терминах величины \mathcal{R} , а не изображений.

Изображение на рис. 2а использовалось только для того, чтобы сделать предположение для модели. Можно видеть, что отражательная туманность смещена относительно звезды и симметрична относительно джета. Следовательно, в качестве модели источника мы будем рассматривать точечный источник и дугу с центром в нем (см. верхний правый угол рис. 3). Каждая точка дуги поляризована перпендикулярно направлению на звезду и имеет долю поляризации p_e . Дуга определяется радиусом r_e и половиной стягиваемого ею угла θ_e . Яркость дуги определяется отношением g_e ее потока к потоку от звезды. Интегральный параметр Стокса дуги оказывается $Q_e = (I_s g_e p_e \sin 2\theta_e)/2\theta_e$, где I_s — полный поток от звезды.

Как мы отмечали ранее в статье Додина и др. (2019), угол поляризации объекта был довольно стабилен, несмотря на то, что вариации вклада потока звезды в полный поток достигали двух порядков величины. Это значит, что звезда, которая моделируется как точечный источник, может быть поляризована только вдоль или поперек джета.

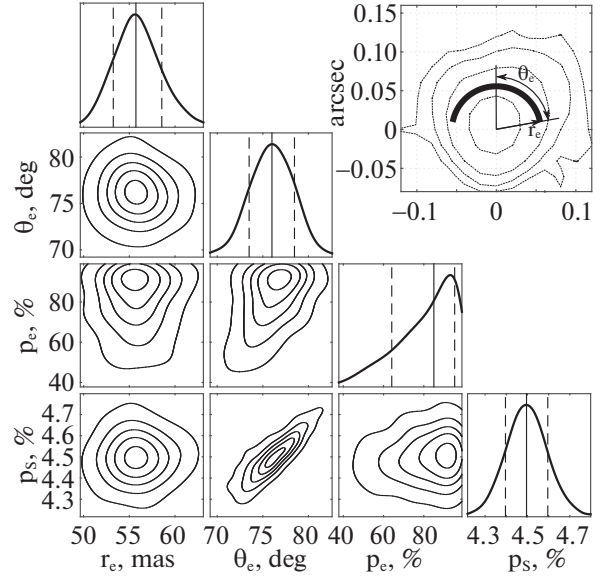


Рис. 3. Частные распределения апостериорной вероятности для параметров модели из раздела “Простая геометрическая модель”. Вероятность оценивалась алгоритмом Монте-Карло с Марковскими цепями (Markov Chain Monte-Carlo). Контуры в двумерных распределениях соответствуют уровням 0.9, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1 по отношению к максимальному. Оценки параметров и 68-процентные доверительные интервалы показаны на одномерных распределениях сплошными и прерывистыми линиями соответственно. Они представлены также в табл. 2. Геометрическая модель и смысл параметров проиллюстрированы на врезке справа сверху. Дуга соответствует оптимальной модели ($r_e = 56$ mas, $\theta_e = 76^\circ$). Тонкие линии соответствуют контурам на рис. 2а.

В противном случае при изменениях соотношения потока оболочки и звезды мы бы наблюдали вариации угла поляризации. Мы будем обозначать долю поляризации звезды как p_s . Для параметра Стокса Q_s звезды можно записать: $Q_s = I_s p_s$.

Полная поляризация p_t в рассматриваемой модели должна быть направлена либо поперек джета (Стокс $Q < 0$), либо вдоль (Стокс $Q > 0$). Запишем выражение для p_t :

$$p_t = \frac{Q_e + Q_s}{I_s + g_e I_s}. \quad (4)$$

Подставляя сюда выражения для параметров Стокса звезды и оболочки, получим

$$p_t = \frac{(g_e p_e \sin 2\theta_e)/2\theta_e + p_s}{1 + g_e}. \quad (5)$$

Отношение полной интенсивности оболочки и звезды g_e в модели устанавливалось таким, чтобы полная поляризация, определяемая уравнением (5), оказывалась равной наблюдаемой величине.

Мы рассчитывали распределения параметров Стокса I , Q и U , исходя из значений параметров

Таблица 2. Оптимальные параметры геометрической модели наблюдений, представленной в разделе “Простая геометрическая модель”

Дата	band	r_e , mas	θ_e , °	p_e , %	p_s , %	g_e	f_{high}	χ_r^2
2016-10-22	V	62 ± 2	66 ± 1	78_{-19}^{+15}	4.0 ± 0.1	$0.05_{-0.01}^{+0.02}$	0.7	1.2
2016-10-23	R_c	56 ± 3	76 ± 3	84_{-18}^{+10}	4.5 ± 0.1	$0.04_{-0.01}^{+0.01}$	0.7	1.0

Примечание. Значения, приведенные после знака \pm , — это 68-процентные доверительные интервалы. Отношение потока от дуги к потоку от звезды g_e вычислено согласно уравнению (5), f_{high} — верхняя граница области пространства частот, в которой выполнялась аппроксимация. Качество аппроксимации характеризуется статистикой χ_r^2 .

r_e , θ_e , p_e , p_s и g_e . Затем параметры Стокса были использованы для расчета ожидаемых $\mathcal{R}_{Q,0}$ и $\mathcal{R}_{U,0}$, согласно уравнениям (1). Сравнение между модельными и наблюдаемыми \mathcal{R} выполнялось посредством расчета приведенного хи-квадрат χ_r^2 в области пространства Фурье, где $|f| < f_{\text{high}} = 0.7f_c$ (рис. 1). Пример оценки χ_r^2 приведен в статье S19.

Мы выполняли поиск оптимальной модели в следующей области пространства параметров: $r_e \in [0, 150]$ мсд, $\theta_e \in [0, \pi/2]$, $p_e \in [0, 80]\%$, $p_s \in [0, 10]\%$ и $g_e > 0$. Апостериорная вероятность для параметров оценивалась методом Монте-Карло с Марковскими цепями (Гудмен, Вир, 2010, реализация в пакете gwtmpc для Matlab). Результирующая плотность вероятности представлена на рис. 3.

Оптимальные значения параметров были оценены как медианы частных распределений параметров (см. табл. 2). 68-процентные доверительные интервалы были определены из перцентилей этих распределений. Мы также рассчитали ожидаемую медиану и доверительные интервалы для g_e из его распределения, результаты приведены в табл. 2.

Дуга, показанная в правом верхнем углу рис. 3, соответствует оптимальной модели. Можно видеть, что она меньше, чем поляризованная туманность на рис. 2. Это еще раз подчеркивает важность учета конечности разрешения, который обеспечивает аппроксимация модели в пространстве Фурье-образов.

Модельное \mathcal{R} и его отклонение от наблюдений приведены на рис. 1. Как можно видеть, модель хорошо воспроизводит все основные особенности наблюдаемого \mathcal{R} . Статистика χ_r^2 оказывается равной 1.0.

Мы проанализировали похожим образом наблюдения в полосе V, полученные 22 октября 2016 г., результаты представлены в табл. 2. Геометрические параметры модели совпадают с параметрами для полосы R_c . В то же время поляризация источника, совпадающего со звездой, немного меньше.

ТРЕХМЕРНЫЕ МОДЕЛИ ОБОЛОЧКИ

В этом разделе мы рассмотрим, какие реалистичные трехмерные модели пылевых оболочек воспроизводят наблюдаемые величины: изменение полного блеска, полная доля поляризации, величина \mathcal{R} .

Для простоты мы предположили, что распределение пыли симметрично относительно оси диска. Это предположение базируется на том факте, что полный угол поляризации был стабилен в период с 2010 по 2018 г. (Додин и др., 2019). Измерение \mathcal{R} согласуется с этим предположением. Наклонение диска к картинной плоскости по оценкам Родригез и др. (2018) и Айснер и др. (2007) составляет $55:551 \pm 0:513$ и $77^\circ \pm 13^\circ$ соответственно. Следуя статье Додина и др. (2019), для моделирования мы взяли промежуточное значение 60° . Приняв отношение массы газа к массе пыли 100:1, масса пыли $2.5 \times 10^{-6} M_\odot$ (Родригез и др., 2018). Химический состав и распределение по размерам — межзвездные (Матис и др., 1977). Частицы пыли принимаем пористыми, см. модель (Кирхшлягер, Вольф, 2014).

Мы выполнили моделирование переноса излучения методом Монте-Карло с помощью программного пакета MC3D (Вольф, 2003). MC3D учитывает многократное рассеяние излучения, а также преобразование состояния поляризации излучения при рассеянии. Ориентация пылинок была принята случайной.

В итоге мы получали изображения объекта в параметрах Стокса. Эти изображения применялись затем для расчета \mathcal{R} в соответствии с определениями (1). Сравнение проиллюстрировано на рис. 4 для различных моделей, которые обсуждаются ниже.

Тонкий диск

Первая модель — это изотермический в вертикальном направлении диск в гидростатическом

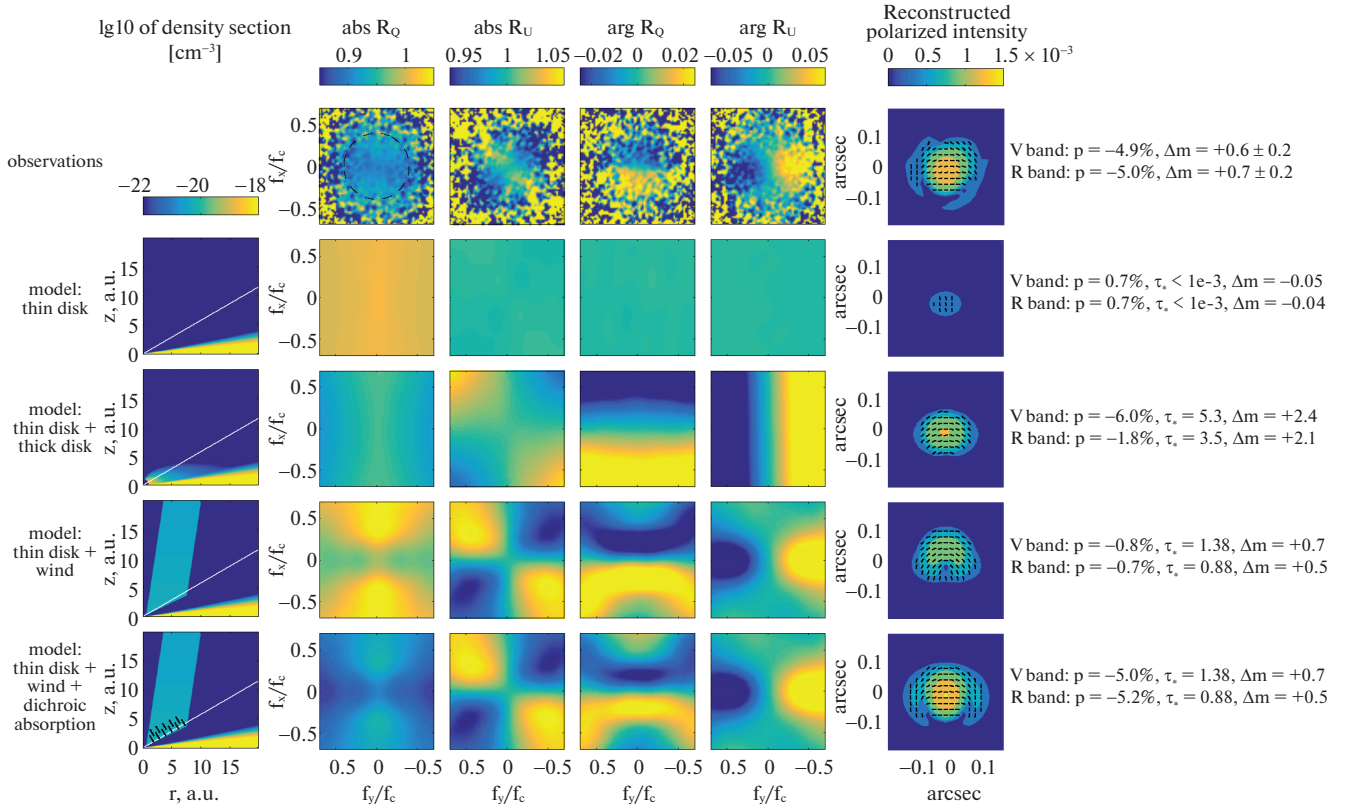


Рис. 4. Сравнение измерений RW Aur A, выполненных 23 октября 2016 г. в полосе R_c , с моделями оболочки, описанными в разделе “Трёхмерные модели оболочки”. Левая колонка показывает сечение плотности пыли плоскостью, перпендикулярной экватору диска. Белая линия показывает луч зрения звезда-наблюдатель. Четыре центральные колонки соответствуют $|\mathcal{R}_Q|$, $|\mathcal{R}_U|$, $\arg\mathcal{R}_Q$ и $\arg\mathcal{R}_U$ (подписано сверху). В этих колонках по осям отложена пространственная частота, нормированная на частоту среза $f_c = D/\lambda$, где D — диаметр апертуры, λ — длина волны. Правая колонка содержит изображения объекта в поляризованной интенсивности, оцененные методом из статьи Сафонова и др. (2019) (см. также раздел “Результаты”). Цвета определяются отношением поляризованной интенсивности в пикселе к полному потоку от объекта. Эти изображения представлены исключительно в демонстрационных целях, количественное сравнение выполняется в терминах \mathcal{R} . Верхняя строка содержит наблюдения, а остальные строки соответствуют различным моделям оболочки (подписано слева). Система координат повернута так, чтобы ось вращения диска, обращенная к наблюдателю, была направлена вверх (вдоль положительного направления Ox). Справа приведены некоторые наблюдательные характеристики: полная поляризация p (положительная для поляризации вдоль оси диска), оптическая толщина в направлении на звезду, изменение звездной величины объекта Δm .

равновесии со следующим распределением плотности (Шакура, Сюняев, 1973):

$$\rho(r, z) = \rho_0(r/R_\star)^{-\alpha} \exp[-z^2/2h^2(r)], \quad (6)$$

$$h(r) = h_0(r/R_0)^\beta, \quad (7)$$

где r , z — цилиндрические координаты. R_\star — радиус звезды. Мы предположили, что внутренний край диска располагается на расстоянии $R_{\text{in}} = 0.1$ а.е. Внешняя граница была принята $R_{\text{out}} = 50$ а.е. (изображения в миллиметровом диапазоне). Опорный радиус R_0 , на котором определяется h_0 , был принят равным 50 а.е.

Мы рассмотрели несколько комбинаций параметров α и h_0 , определенных из моделирования других протопланетных дисков (Вольф и др., 2003;

Пинте и др., 2008; Глаузер и др., 2008; Стапельфельдт и др., 1998). Они перечислены в табл. 3 вместе с некоторыми ожидаемыми из моделирования наблюдательными характеристиками.

Как можно видеть, полная поляризация p объекта в случае тонкого диска мала и, как ожидается, направлена вдоль джета. Эти результаты аналогичны полученным ранее Уитни и Хартманом (1992), Шульманом и Грининым (2019). Кроме того, при наклонении 60° такие диски создают очень малую оптическую толщину на луче зрения, соединяющем звезду и наблюдателя. Эти два предсказания находятся в противоречии с наблюдениями. Таким образом, модель тонкого диска надежно отвергается.

Ожидаемое \mathcal{R} для случая тонкого диска с па-

Таблица 3. Несколько моделей тонкого диска, соответствующих разным α и h_0

α	h_0 , а.е.	V		R_c	
		p , %	Δm	p , %	Δm
2.3	2.5	+0.7	-0.055	+0.7	-0.044
2.3	5.0	+1.2	-0.096	+1.2	-0.076
2.3	7.5	+1.7	+0.24	+1.6	+0.17
1.1	5.0	+0.7	-0.060	+0.8	-0.046

Примечание. p — Полная поляризация объекта, положительные величины означают поляризацию вдоль оси вращения диска; Δm — полное изменение звездной величины по отношению к случаю без оболочки, положительные величины означают ослабление объекта.

раметрами $\alpha = 2.3$ и $h_0 = 2.5$ а.е. представлено на второй строке рис. 4. Можно видеть, что тонкий диск дает очень малый поток по сравнению со звездой и не обнаруживается в нашем эксперименте.

Толстый диск

Некоторые модели (Мияке и др., 2016; Хатчисон и др., 2016) предсказывают, что стабильный запыленный ветер должен формировать геометрически толстое гало над диском. Таками и др. (2013) обнаружили похожую конфигурацию в случае RY Tau. Толстые диски намного ярче тонких и в некоторых обстоятельствах могут генерировать поляризацию, перпендикулярную оси вращения диска (Мин и др., 2012). Оптическая толща на луче зрения звезда-наблюдатель может быть сравнима с единицей в случае толстого диска.

Мы рассмотрели модель, состоящую из двух дисков, каждый из которых описывается уравнением (6). Первый — это тонкий диск, рассмотренный в предыдущем разделе. Поскольку он слабо влияет на наблюдаемые величины, мы положили его параметры равными произвольным правдоподобным значениям: $\alpha = 2.3$, $\beta = 1.1$ и $h_0 = 2.5$ а.е.

Второй диск представляет собой предполагаемый дисковый ветер и характеризуется параметрами α' , β' , h'_0 и R'_{in} . Внешний радиус диска R_{out} был зафиксирован равным 50 а.е. — этот параметр слабо влияет на условия рассеяния в центральной области околозвездной оболочки (Натта, Уитни, 2000). Масса этого компонента определяется оптической толщой на луче зрения звезда-наблюдатель τ_* на длине волны $\lambda = 665$ нм.

Мы выполняли формальный поиск минимума невязки χ_r^2 с помощью генетического алгоритма¹ в

следующей области пространства параметров: $\alpha' \in [0.8, 3.0]$, $\beta' \in [0.4, 2.0]$, $h_0 \in [1.0, 30.0]$ а.е., $R'_{in} \in [0.3, 10.0]$ а.е., $\tau_* \in [0.1, 4.0]$. Размер популяции для алгоритма был выбран равным 50, полное количество вычисленных значений χ_r^2 составило 534. Минимум $\chi_r^2 = 1.9$ был найден в точке $\alpha' = 2.9$, $\beta' = 0.61$, $h'_0 = 5$ а.е., $R'_{in} = 1.1$ а.е., $\tau_* = 3.3$. Полная масса пыли в ветре $1.1 \times 10^{-8} M_\odot$.

Полученное значение $\alpha' = 2.9$ довольно близко к верхнему краю диапазона для этого параметра. Однако минимум не находится на границе этого диапазона. Так, если положить $\alpha' = 3.0$ при других параметрах, соответствующих минимуму, то невязка оказывается $\chi_r^2 = 2.9$, т.е. значимо больше, чем в минимуме (1.9). Большое значение α' указывает на сильную концентрацию вещества толстого диска к центру.

Наблюдаемые величины \mathcal{R} , предсказываемые этой моделью, даны в третьей строке рис. 4. Некоторые особенности \mathcal{R} воспроизводятся: вид $|\mathcal{R}_U|$, наклоны в $\arg \mathcal{R}_Q$ и $\arg \mathcal{R}_U$. Полная поляризация направлена поперек оси вращения диска, как и в случае RW Aug A. В то же время поглощение в направлении на звезду слишком велико. Звездная величина объекта ожидается $R_c = 11.7$, что на 1.5^m слабее, чем наблюдается. Модель толстого диска также отвергается.

Конический ветер

Другая возможная геометрия пылевого ветра — это пространство между двумя конусами (Понтопидан и др., 2011). Мы задали геометрию этой области внутренним и внешним радиусами основания ветра R'_{in} и R'_{out} , углом между образующей конуса и осью вращения диска γ (для внутреннего и внешнего конуса этот угол был принят одинаковым), высотой основания ветра над экватором диска z' . Полная масса пыли в ветре определяется оптической толщой в направлении на звезду τ_* на длине волны $\lambda = 665$ нм. Основание ветра оторвано от диска, поскольку известно, что к моменту наблюдения длительное затмение подошло к концу. Вариации плотности по ветру определяются законом сохранения вещества в предположении постоянного темпа генерации пыли и скорости ветра.

Поиск минимума χ_r^2 выполнялся в следующей области пространства параметров: $R'_{in} \in [0.0, 5.0]$ а.е., $R'_{out} \in [0.4, 10.0]$ а.е., $\gamma \in [0.1, 50]^\circ$, $z' \in [0.5, 10]$ а.е., $\tau_* \in [0.1, 4]$. Учитывались наблюдения в полосах V и R_c . Минимум был найден в точке $R'_{in} = 0.6$ а.е., $R'_{out} = 7.1$ а.е., $\gamma = 9^\circ$, $z' = 3.4$ а.е., $\tau_* = 0.88$.

Ожидаемые в этом случае наблюдаемые величины представлены в четвертой строке рис. 4. Эта

¹Реализация в функции `ga` в среде `Matlab`.

модель воспроизводит структуры \mathcal{R} , полученные в наблюдениях, намного лучше, чем модель толстого диска. Модель также воспроизводит полную оптическую толщину в направлении на звезду. Предсказываемая полная поляризация составляет 0.7% и направлена перпендикулярно оси диска. Эта величина намного меньше, чем наблюдаемая полная поляризация: 5.0%.

Добавочное поляризованное излучение может генерироваться наиболее близкой к звезде частью пылевой оболочки, не описываемой нашей моделью. Дополнительным аргументом в пользу этого объяснения может служить факт наличия значимого избытка излучения в диапазоне 1–5 мкм (Додин и др., 2019; Лиссе и др., 2022).

Дихроичное поглощение

Проблема нехватки поляризованного излучения может быть решена, если предположить наличие дихроичного поглощения прямого излучения звезды на упорядоченной пыли в околозвездной туманности. Эта гипотеза предлагалась Бастьеном (1987) для объяснения поляризационной переменности молодых звезд, в частности, звезд типа Т Тау. Однако последующие одновременные фотометрические и поляриметрические наблюдения показали, что для молодых звезд рассеяния на околозвездной пыли достаточно для объяснения характера переменности (см., например, Ростопчина и др., 2007).

Вместе с тем Тазаки и др. (2017) теоретически показали, что пылинки крупнее 27 мкм, находящиеся вблизи экватора диска, могут упорядочиваться. Этот результат находится в согласии с поляризационными наблюдениями теплового излучения пыли в среднем ИК (Ли и др., 2016) и в миллиметровом (Катаока и др., 2017) диапазонах. Тазаки и др. (2017) также проанализировали условия упорядочивания пыли в поверхностных слоях протопланетного диска. Ими было показано, что упорядочиваться могут пылинки размером 0.2 мкм и более. Пыль таких размеров вносит значительный вклад в поглощение и рассеяние излучения в видимом диапазоне. Таким образом, нельзя исключать, что при некоторых условиях в околозвездных оболочках молодых звезд может наблюдаться дихроичное поглощение.

Тогда имеет смысл проверить возможность объяснить наблюдения в рамках модели, учитывающей дихроичное поглощение. Мы моделируем этот эффект путем добавления точечного источника излучения, поляризованного поперек оси вращения диска и совпадающего со звездой. Результирующая доля поляризации для звезды 8.9 и 6.7% в полосах V и R_c соответственно. Остальная часть модели конического ветра остается такой же. Мы

пренебрегаем возможным эффектом, который может оказывать упорядочивание пыли на рассеяние (Бертранг, Вольф, 2017; Тазаки и др., 2017). \mathcal{R} , ожидаемые для такой модели, показаны в пятой строке рис. 4. Модель конического ветра с дихроичным поглощением прямого излучения звезды объясняет наблюдаемые \mathcal{R} лучше, чем модели с дисками. χ_r^2 оказывается равным 1.3 для обеих рассмотренных полос: V и R_c . Модель также воспроизводит полную поляризацию и ослабление полного потока объекта в полосах V и R_c .

С учетом оптической толщины на луче зрения звезда — наблюдатель, эффективность поляризации составляет 5.9 и 7.0%/ m для полос V и R_c соответственно. Это примерно в два раза больше, чем значение, характерное для межзвездной среды 3%/ m (Серковски и др., 1975), но все еще намного меньше предельного значения, предсказываемого теорией для бесконечно вытянутых идеально упорядоченных пылинок, — $\approx 14\%/m$ (Уиттет, 1992). Большая эффективность поляризации может говорить о том, что эффективность действия механизма упорядочивания в околозвездном пространстве выше, чем в межзвездной среде.

Отметим, что дальнейшие ограничения на модель могут быть наложены путем рассмотрения спектра объекта в ИК-диапазоне, а также зависимости интегральной доли поляризации от длины волны в ИК-диапазоне. При рассеянии линейно поляризованного света на упорядоченной пыли также ожидается значимая круговая поляризация в оптическом диапазоне (Тазаки и др., 2017).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наложение ограничений на распределение поляризованного излучения в окрестностях звезды с высоким разрешением является важным инструментом диагностики поляризационной переменности и, в частности, переменности типа UX Ori. Дифференциальная спекл-поляриметрия позволяет получать информацию о поляризованной околозвездной оболочке с дифракционным разрешением в оптическом диапазоне. Метод был реализован нами на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Основной наблюдаемой величиной метода является дифференциальная поляризационная видимость \mathcal{R} — отношение видимостей в ортогональных поляризациях.

Мы измерили величину \mathcal{R} для молодой звезды RW Aur A в полосах V , R_c видимого диапазона и обнаружили, что она существенно отклоняется от единицы. Это означает, что поляризованное излучение этого объекта имеет заметную протяженность. Мы интерпретируем измерения \mathcal{R} посредством анализа изображения в поляризованной интенсивности и аппроксимации простой геометрической моделью. Оба подхода показывают наличие

отражательной туманности на расстоянии ≈ 56 мсд от звезды, что соответствует 9 а.е., в диапазоне позиционных углов от 70° до 190° , т.е. со стороны приближающегося джета.

Используя моделирование переноса излучения методом Монте-Карло с помощью программы MC3D, мы рассмотрели несколько трехмерных моделей распределения пыли в окрестности RW Aur A. Модель с протопланетным диском предсказывает слишком малую полную поляризацию объекта и малую оптическую толщину на луче зрения. Такой диск перехватывает лишь небольшую долю излучения звезды. Утолщенный диск, который был предложен в качестве модели дискового ветра для описания наблюдений ряда объектов, оказывается существенно ярче в поляризованном свете. Однако в этом случае нам не удалось воспроизвести одновременно падение блеска объекта $\Delta m = 0.7$.

Альтернативная модель дискового ветра — пространство между двумя конусами хорошо предсказывает вид разрешенной оболочки: отражательная туманность со стороны приближающегося к наблюдателю джета. При этом часть ветра, удаляющаяся от звезды в противоположном направлении, не видна, поскольку экранируется протопланетным диском. Такая геометрия наблюдается для ряда молодых звездных объектов (Яо и др., 2000; Стапельфельдт и др., 1997; Стеклум и др., 2004). Модель конического ветра воспроизводит также падение блеска, вызванное экранированием прямого излучения звезды веществом ветра.

Построенные нами модели протяженной оболочки предсказывают меньший уровень полной поляризации объекта, чем следует из наблюдений. Так, в модели с толстым диском ожидается $p = 1.8\%$, а в модели с конусом — $p = 0.7\%$, в то время как наблюдения показывают $p = 5.0\%$ (во всех случаях поляризация в полосе R_c , плоскость поляризации ориентирована перпендикулярно проекции оси вращения диска на картинную плоскость). Область генерации добавочного поляризованного излучения совпадает со звездой и не разрешается в наших наблюдениях.

Добавочное поляризованное излучение может генерироваться центральной частью пылевого ветра (Шульман, Гринин, 2019). Однако на данном этапе мы не можем исключить и поляризацию прямого излучения звезды за счет дихроичного поглощения в околосредней оболочке. Наблюдения могли бы быть объяснены в предположении, что излучение звезды поляризовано на 8.9 и 6.7% в полосах V и R_c соответственно. Определение того, какой механизм обеспечивает большую полную поляризацию в случае RW Aur A, требует более подробного моделирования, учитывающего в том числе и спектр объекта в инфракрасном диапазоне.

Мы благодарны сотрудникам Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ за помощь при проведении наблюдений, использованных в этой работе. Мы признательны Флориану Кирхшлягеру за предоставление кода программы MC3D и матриц рассеяния для пористой пыли. Мы также благодарны рецензентам за полезные замечания, позволившие устранить погрешности изложения и уточнить интерпретацию. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 20-72-10011). Спекл-поляриметр 2.5-м телескопа создан при поддержке программы развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айснер и др. (J.A. Eisner, L.A. Hillenbrand, R.J. White, J.S. Bloom, R.L. Akeson, and C.H. Blake), *Astrophys. J.* **669**, 1072 (2007).
2. Бастьен (P. Bastien), *Astrophys. J.* **317**, 231 (1987).
3. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, M.A. Burlak, O.V. Vozyakova, A.V. Dodin, S.A. Lamzin, and A.M. Tatarnikov), *Astrophys. Bull.* **72**, 277 (2017).
4. Бертранг, Вольф (G.H.-M. Bertrang and S. Wolf), *MNRAS* **469**, 2869 (2017).
5. Божинова и др. (I. Bozhinova, A. Scholz, G. Costigan, O. Lux, C.J. Davis, T. Ray, et al.), *MNRAS* **463**, 4459 (2016).
6. Вольф и др. (S. Wolf, D.L. Padgett, and K.R. Stapelfeldt), *Astrophys. J.* **588**, 373 (2003).
7. Вольф (S. Wolf), *Comput. Phys. Comm.* **150**, 99 (2003).
8. Глаузер и др. (A.M. Glauser, F. Ménard, C. Pinte, G. Duchêne, M. Güdel, J.-L. Monin, et al.), *Astron. Astrophys.* **485**, 531 (2008).
9. Гринин (V.P. Grinin), in G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, and T.J. Mahoney (eds.), *Disks, Planetesimals, and Planets*, Vol. 219 of *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, p. 216 (2000).
10. Гудмен, Вир (J. Goodman and J. Weare), *CAMCOS* **5**, 65 (2010).
11. Додин и др. (A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, B. Safonov, D. Shakhovskoi, et al.), *MNRAS* **482**, 5524 (2019).
12. Додин и др. (A. Dodin, S. Lamzin, P. Petrov, B. Safonov, M. Takami, and A. Tatarnikov), *MNRAS* **497**, 4322 (2020).
13. Кабри и др. (S. Cabrit, J. Pety, N. Pesenti, and C. Dougados), *Astron. Astrophys.* **452**, 897 (2006).
14. Катаока и др. (A. Kataoka, T. Tsukagoshi, A. Pohl, T. Muto, H. Nagai, I.W. Stephens, et al.), *Astrophys. J. (Letters)* **844**, L5 (2017).
15. Кирхшлягер, Вольф (F. Kirchschrager and S. Wolf), *Astron. Astrophys.* **568**, A103 (2014).
16. Корнилов и др. (V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, et al.), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **126**, 482 (2014).
17. Ли и др. (D. Li, E. Pantin, C.M. Telesco, H. Zhang, C.M. Wright, P. J. Barnes, et al.), *Astrophys. J.* **832**, 18 (2016).

18. Лонг и др. (F. Long, G.J. Herczeg, D. Harsono, P. Pinilla, M. Tazzari, C.F. Manara, et al.), *Astrophys. J.* **882**, 49 (2019).
19. Матис и др. (J.S. Mathis, W. Rumpl, and K.H. Nordsieck), *Astrophys. J.* **217**, 425 (1977).
20. Мин и др. (M. Min, H. Canovas, G.D. Mulders, and C.U. Keller), *Astron. Astrophys.* **537**, A75 (2012).
21. Мияке и др. (T. Miyake, T.K. Suzuki, and S.-I. Inutsuka), *Astrophys. J.* **821**, 3 (2016).
22. Мундт, Айслоффель (R. Mundt and J. Eisloffel), *Astron. J.* **116**, 860 (1998).
23. Натта, Уитни (A. Natta and B.A. Whitney), *Astron. Astrophys.* **364**, 633 (2000).
24. Норрис и др. (B.R.M. Norris, P.G. Tuthill, M.J. Ireland, S. Lacour, A.A. Zijlstra, F. Lykou, et al.), *Nature* **484**, 220 (2012).
25. Петров, Козак (P.P. Petrov and B.S. Kozack), *Astron. Rep.* **51**, 500 (2007).
26. Петров и др. (R. Petrov, F. Roddier, and C. Aime), *J. Optic. Soc. Am. A* **3**, 634 (1986).
27. Петров и др. (P.P. Petrov, G.F. Gahm, A.A. Djupvik, E.V. Babina, S.A. Artemenko, and K.N. Grankin), *Astron. Astrophys.* **577**, A73 (2015).
28. Пинте и др. (C. Pinte, D.L. Padgett, F. Ménard, K.R. Stapelfeldt, G. Schneider, J. Olofsson, et al.), *Astron. Astrophys.* **489**, 633 (2008).
29. Понтоппидан и др. (K.M. Pontoppidan, G.A. Blake, and A. Smette), *Astrophys. J.* **733**, 84 (2011).
30. Родригез и др. (J.E. Rodriguez, J. Pepper, K.G. Stassun, R.J. Siverd, P. Cargile, T.G. Beatty, et al.), *Astron. J.* **146**, 112 (2013).
31. Родригез и др. (J.E. Rodriguez, R. Loomis, S. Cabrit, T.J. Haworth, S. Facchini, C. Dougados, et al.), *Astrophys. J.* **859**, 150 (2018).
32. Ростопчина и др. (A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, D.N. Shakhovskoi, A.A. Lomach, and N.K. Minikulov), *Astron. Rep.* **51**, 55 (2007).
33. Сафонов Б.С., Лысенко П.А., Додин А.В., Письма в *Астрон. журн.* **43**, 383 (2017) [B.S. Safonov, P.A. Lysenko, and A.V. Dodin, *Astron. Lett.* **43**, 344 (2017)].
34. Серковски и др. (K. Serkowski, D.S. Mathewson, and V.L. Ford), *Astrophys. J.* **196**, 261 (1975).
35. Стапельфельдт и др. (K. Stapelfeldt, C.J. Burrows, J.E. Krist, and WPC2 Science Team), in B. Reipurth and C. Bertout (eds.), *Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars*, Vol. 182, p. 355–364 (1997).
36. Стапельфельдт и др. (K.R. Stapelfeldt, J.E. Krist, F. Ménard, J. Bouvier, D.L. Padgett, and C.J. Burrows), *Astrophys. J. (Lett.)* **502**, L65 (1998).
37. Стеклум и др. (B. Stecklum, R. Launhardt, O. Fischer, A. Henden, C. Leinert, and H. Meusinger), *Astrophys. J.* **617**, 418 (2004).
38. Тазаки и др. (R. Tazaki, A. Lazarian, and H. Nomura), *Astrophys. J.* **839**, 56 (2017).
39. Таками и др. (M. Takami, J.L. Karr, J. Hashimoto, H. Kim, J. Wisniewski, T. Henning, et al.), *Astrophys. J.* **772**, 145 (2013).
40. Уитни, Хартман (B.A. Whitney and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **395**, 529 (1992).
41. Уиттер (D.C.B. Whittet), *Dust in the galactic environment* (1992).
42. Факкини и др. (S. Facchini, C.F. Manara, P.C. Schneider, C.J. Clarke, J. Bouvier, G. Rosotti, et al.), *Astron. Astrophys.* **596**, A38 (2016).
43. Хатчисон и др. (M.A. Hutchison, D.J. Price, G. Laibe, and S.T. Maddison), *MNRAS* **461**, 742 (2016).
44. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).
45. Шульман С.Г., Гринин В.П., Письма в *Астрон. журн.* **45**, 435 (2019) [S.G. Shulman and V.P. Grinin, *Astron. Lett.* **45**, 384 (2019)].
46. Яо и др. (Y. Yao, M. Ishii, T. Nagata, H. Nakaya, and S. Sato), *Astrophys. J.* **542**, 392 (2000).