

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)»  
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау  
Кафедра проблем физики и астрофизики

**Направление подготовки / специальность:** 03.04.01 Прикладные математика и физика  
**Направленность (профиль) подготовки:** Общая и прикладная физика

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ МОЛОДЫХ ЗВЁЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ  
ИНСТРУМЕНТАМИ SINFONI И MATISSE**

(магистерская диссертация)

**Студент:**  
Дмитриенко Надежда Сергеевна

---

*(подпись студента)*

**Научный руководитель:**  
Боли Пол Эндрю ,  
PhD (к.ф.-м.н.)

---

*(подпись научного руководителя)*

**Консультант (при наличии):**

---

*(подпись консультанта)*

Москва 2021

# Содержание

<b>1</b>	<b>Аннотация</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Физика молодых звёздных объектов</b>	<b>6</b>
3.1	Звёзды типа Т Тельца . . . . .	9
3.2	Массивные молодые звёздные объекты . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Получение наблюдательных данных</b>	<b>14</b>
4.1	Массив телескопов VLT . . . . .	14
4.1.1	Спектрограф интегрального поля SINFONI . . .	15
4.2	Принципы интерферометрии с VLTI . . . . .	17
4.2.1	Многоапертурный спектроскопический экспери- мент MA-TISSE . . . . .	20
4.2.2	Компонентный анализ интерферометрических дан- ных . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Спектрометрические исследования Th 28</b>	<b>22</b>
5.1	Молодой звёздный объект Th 28 . . . . .	22
5.2	Радиальные скорости вдоль джета . . . . .	23
5.3	Температура возбуждения $H_2$ . . . . .	26
5.4	Межзвёздное поглощение . . . . .	27
5.5	Геометрия джета Th 28 . . . . .	32
<b>6</b>	<b>Интерферометрические исследования AFGL 4176</b>	<b>34</b>
6.1	Массивный молодой звёздный объект AFGL 4176 . . .	34
6.2	Компонентный анализ AFGL 4176 . . . . .	34
6.3	Дальнейшие исследования . . . . .	37
<b>7</b>	<b>Заключение</b>	<b>39</b>
<b>8</b>	<b>Благодарности</b>	<b>41</b>



# 1. Аннотация

Первая часть дипломной работы посвящена изучению спектрометрических данных с наблюдениями молодого звёздного объекта ThA 15-28. Исследована морфология и геометрия вдоль оси истечения, проведена оценка физических параметров, таких как лучевая скорость и температура возбуждения линий  $H_2$  по джету. Произведены также попытки несколькими способами вычислить межзвёздное поглощение в области вокруг центрального источника излучения и физическая интерпретация полученных результатов.

Во второй части работы рассматриваются интерферометрические данные с наблюдениями массивного молодого звёздного объекта AFGL 4176. Проведён компонентный анализ, получены характеристики протяженности компонентов системы, углы наклона, а также градиент температуры диска.

## 2. Введение

Для построения унифицированной теории формирования и эволюции звёзд необходимо знать, какие физические условия возникают в областях звездообразования, какие взаимодействия происходят между компонентами эволюционирующей системы и какие явления имеют место быть. Наблюдательная астрофизика имеет в своём арсенале необходимые методы для изучения областей звездообразования, некоторые из которых будут рассмотрены в данной работе, а также широкую базу накопленного наблюдательного материала, который продолжает дополнять общую картину процесса формирования звёзд.

Для понимания явлений, сопутствующих рождению новой звезды, необходимо изучать физические условия как вблизи самой звезды, так и в окружающем её молекулярном облаке. Один из самых интересных этапов формирования звезды – аккреция, то есть набор массы, так как именно масса является одной из главных характеристик, влияющих на все последующие эволюционные стадии звезды. С наблюдательной точки зрения аккреция материала может выглядеть совершенно по-разному: она зависит от температуры протозвезды, от плотности и морфологии окружающего материала. Частым спутником аккреции являются истечения вещества, которые также интересны сами по себе, поскольку активно взаимодействуют с окружающей средой и влияют на процессы звездообразования в галактике.

Стоит также упомянуть, что из-за непрозрачной оболочки не всегда удаётся определить, является ли объект протозвездой или звездой, поэтому в данной работе будет использоваться более нейтральный термин «молодой звёздный объект».

Задача о нахождении физических параметров областей вокруг молодых звёздных объектов областей состоит из нескольких этапов: получение данных, обработка и калибровка, оценка качества данных и возможности нахождения параметров, изучение предыдущих работ по объекту.

В первой части работы исследуется молодой звёздный объект ThA 15-28, который относится к классу звёзд типа Т Тельца. Представлен анализ наблюдений в ближнем инфракрасном диапазоне (J, H, K; 1.1 мкм — 2.45 мкм) с использованием спектрографа интегрального поля SINFONI телескопа VLT Европейской южной обсерватории с пространственным разрешением 0.1 угл. сек. Центральный источник области виден во многих линиях излучения ( $H_2$ ,  $[FeII]$ ,  $Pa_\alpha$ ,  $Br_\gamma$  и другие). Помимо этого проглядывается структура асимметричного джета (в частности, в линиях Fe II) и аккреционного диска (в основном в линиях молекулярного водорода  $H_2$ ).

Все полученные результаты описаны в работе «Study of the bipolar jet of the YSO Th 28 with VLT/SINFONI: Jet morphology and  $H_2$  emission» (Melnikov, Boley, Dmitrienko et. al, 2021), находящейся на рецензии в *Astronomy Astrophysics*.

Вторая часть работы посвящена другому методу исследования молодых звёздных объектов – интерферометрическому эксперименту. В отличие от наблюдений с заполненной апертурой, режим работы интерферометра позволяет значительно увеличить разрешение прибора, получив более детальное изображение. Это критично важно, если мы хотим работать с аккреционными дисками молодых звёздных объектов, потому как в отличие от джетов, которые могут простираться на доли и десятки парсек, диски имеют характерные размеры порядка  $10^0 - 10^2$  астрономических единиц. Интерферометрия позволяет разрешить такие далёкие небольшие объекты, поскольку разрешение будет определяться максимальным расстоянием между телескопами (базой), на которые мы принимаем сигнал.

В работе произведён первичный компонентный анализ данных, полученных на интерферометрическом приборе MATISSE интерферометра VLTI Европейской южной обсерватории, которые представляют собой наблюдения массивного молодого звёздного объекта AFGL 4176 в среднем инфракрасном диапазоне (полоса L), получены характеристики протяженности, наклона и температуры компонентов.

### 3. Физика молодых звёздных объектов

История звезды начинается с холодного молекулярного облака, отдельные части которого схлопываются под действием самогравитации, формируя плотные сгустки газа и пыли. Пройдёт ещё большое количество времени, прежде чем отдельное такое ядро нагреет окружающий материал, и молодой звёздный объект станет доступен наблюдателю. Формирующаяся звезда будет погружена в плотное, непрозрачное в видимых длинах волн молекулярное облако ещё миллионы лет, поэтому для изучения подобных объектов наблюдения проводятся в радио- и инфракрасном диапазонах, где поглощение излучения не так велико.

Важнейшей характеристикой, которая определяет не только эволюционный сюжет, но и всю дальнейшую жизнь звезды, является масса. В теориях звездообразования различают две основные группы звёзд: маломассивные и массивные звёзды. Чтобы дать некоторую количественную характеристику этим двум группам, можно прибегнуть к определению времени излучения звездой гравитационной энергии – времени Кельвина-Гельмгольца:

$$t_{KH} = \frac{GM^2}{RL},$$

где  $G$ ,  $M$ ,  $R$ ,  $L$  – гравитационная постоянная, радиус, масса и светимость объекта.

В случае звёзд малой массы время Кельвина-Гельмгольца меньше характерного времени аккреции  $t_{acc}$ , то есть к моменту, когда звезда становится видимой в оптическом диапазоне и выходит на главную последовательность, она уже завершает набор массы. Для звёзд массой  $M > 8M_{\odot}$  выполняется соотношение  $t_{acc} > t_{KH}$ , что означает, что массивная протозвезда превратится в звезду главной последовательности ещё до того, как освободится от окружающего строительного материала, и приобретёт оставшуюся часть своей массы уже будучи на ГП. Это определение не является исчерпывающим среди всех раз-

личий звёзд этих классов, однако чаще всего условием маломассивности звезды является именно сравнительно быстрый темп аккреции вещества.

Удобным инструментом для изучения характеристик звёзд в ближнем и среднем инфракрасном диапазонах является спектральное распределение энергии (Spectral Energy Distribution, далее SED) – зависимость энергии от длины волны (частоты). С помощью SED наблюдательная астрофизика различает несколько этапов, через которые проходит звезда в период между сколлапсировавшим сгустком холодного молекулярного облака и звездой главной последовательности. Эти этапы ставят отправные точки для теорий звездообразования, создавая классификацию молодых звёздных объектов согласно их наблюдательным характеристикам.

Для классификации объектов используется инфракрасный спектральный индекс, рассчитываемый в наклону плотности потока  $F_\lambda$  в диапазоне от 2.2 мкм до 10-25 мкм:

$$\alpha_{IR} = \frac{d \log \lambda F_\lambda}{d \log \lambda}$$

Значения спектрального индекса, наиболее близкие к 0, указывают на пик излучения в инфракрасной области, в то время как отрицательные значения индекса говорят о том, что SED имеет избыток излучения на более коротких длинах волн, вблизи видимого диапазона. Протозвёздные SED позволяют выделить следующие классы объектов малой массы [McKee C.F., 2007]:

- Class 0: протозвезда полностью погружена в непрозрачную оболочку. Эту самую раннюю стадию, когда излучение области вокруг центрального источника ничем не отличается от теплового излучения газа и пыли, можно обнаружить по пику плотности компактного вещества. Считается, что на этом этапе протозвезда набирает большую часть своей массы.

- Class I: протозвезды с  $\alpha_{IR} > 0$ , они всё ещё окружены плотной оболочкой и имеют аккреционный диск.
- Class II: источники с  $-1.5 < \alpha_{IR} < 0$ , их оболочка активно аккрецирует на ядро протозвезды и постепенно становится оптически тонкой. SED таких объектов выглядит как излучение чёрного тела с добавлением излучения нагретой пыли от внешней оболочки протозвезды. Это последняя фаза, при которой существует аккреционный диск вокруг звезды.
- Class III: последний этап, на котором находятся протозвёзды, уже набравшие массу. Их SED похож на звёздные фотосферы, диск околозвёздного вещества почти полностью рассеялся и стал оптически тонким, поэтому в инфракрасном диапазоне практически отсутствует избыток излучения. Эти звёзды всё ещё не выходят на главную последовательность и продолжают раздуваться до больших радиусов. Их магнитные поля чрезвычайно активны и производят большое количество рентгеновского излучения. Кроме того, они имеют в своём спектре линии поглощения лития, что не присуще ни одной звезде главной последовательности, так как литий легко разрушается в условиях термоядерных реакций. Спектры молодых звёзд демонстрируют наличие этого химического элемента, так как ещё не весь литий успел выгореть. [Krumholz M.R., 2015]

На двух последних стадиях (Class II и Class III) протозвёзды массой  $M < 2M_{\odot}$  также называют звёздами типа Т Тельца (T Tauri). Более массивные объекты с  $M > 2M_{\odot}$  на этом этапе эволюции относятся к звёздам типа Хербига (Ae/Be).

Протозвёзды класса II, имеющие и аккреционный диск и оболочку родительского материала, называют классическими звёздами типа Т Тельца (сTTS). Их спектр имеет избыток непрерывного излучения как в инфракрасном, так и в ультрафиолетовом диапазоне, а также

эмиссионные линии и являются переменными с неперiodическими колебаниями блеска. Протозвёзды класса III отличаются только слабой эмиссией в линиях водорода и ионизованного кальция, что относит их к типу wTS (weak line T Tauri stars) [Петров П.П., 2010].

### 3.1. Звёзды типа T Тельца

Прототипом таких объектов стала звезда T Tauri, открытая в 1852-ом году астрономом Джоном Хайндом. В отдельный класс объектов звёзды типа T Тельца выделил Альфред Джой в начале 1940-х.

Критерии, по которым звёзды относят к такому типу:

- поздний спектральный класс (от G до M);
- наличие в спектре эмиссионных линий водорода и ионизованного кальция;
- наличие аномально интенсивных эмиссионных линий нейтрального железа Fe I 4063 Å и Fe I 4132 Å, что является специфической особенностью данного типа звезд. Это объясняется флуоресценцией: близость линий Ca II (3968 Å) и Fe I (3969 Å) в спектре звезды приводит к тому, что железо накачивается за счёт длинноволнового крыла линии кальция в случае достаточной для этого ширины (около 100 км/с). Часть энергии уходит на безызлучательную релаксацию, а оставшаяся приводит к аномальной интенсивности более длинноволновых линий железа [Willson L.A., 1974]

Помимо спектральных особенностей, звёзды типа T Тельца также являются неправильными переменными, что относит их к классу орионовых переменных звёзд.

Эти объекты в своём эволюционном пути находятся на стадии аккреции, а её спутником очень часто являются истечения вещества. Они важны и удобны для изучения, поскольку их легко обнаружить по влиянию окружающий материал и значительной протяженности.

Существует множество моделей, описывающих распространение биполярных потоков истечений. Их можно разделить на несколько основных классов:

- *турбулентный джет*: на границе узкоколлиммированного джета и окружающей среды возникает неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, которая смешивает внешний материал с джетом. Слой смешивания разрастается, делая весь поток турбулентным. [Canto J., Raga A.C., 1991];
- *ударные волны*: в этой модели скоростной узкоколлиммированный джет врежется в окружающую среду, приводя к уплотнению вещества и возникновению ударных волн - более широкая ударная поверхность взаимодействует с окружающим невозмущённым газом. В случае, когда аккреция не непрерывна, возникает несколько ударных волн, что с наблюдательной точки зрения проявляется как эпизодические выбросы вещества и «арки» излучающего вещества, провзаимодействовавшего с границей ударной волны. [Cabrit, Raga, 1991];
- *ветер с широким углом раскрыва*: описывает истечения с низкой коллимацией и большой пространственной протяженностью головной границы истечения [Li, Shu, 1996];
- *циркуляции*: в этом случае истечения не являются порождением узкоколлиммированного джета или ветра, а представляют из себя результат воздействия магнетогидродинамических сил на падающее на звезду вещество, отклонившееся от окружающего тора [Fiege, Henriksen, 1996];

### 3.2. Массивные молодые звёздные объекты

Отдельный интерес в теориях формирования звёзд представляют массивные звёзды, которые определяются как звёзды с  $M > 8M_{\odot}$ . Эти объекты сильно влияют на состав и динамику межзвёздной среды: их

мощные истечения перемешивают вещество в галактике и генерируют турбулентности в межзвёздной среде. Они являются источниками сильного ультрафиолетового излучения, нагревающего межзвёздную среду, и тяжелых химических элементов, которые не способны сформироваться в звёздах малой массы.

Массивные звёзды являются активными участниками процессов звездообразования и планетообразования: расширяющиеся зоны ионизированного водорода, мощное ионизирующее излучение, истечения вещества – всё это может уплотнить окружающее вещество родительского облака, приводя к образованию новых глобул, но может также и разрушить уже формирующиеся конденсации и околозвёздные диски.

Исследование массивных звёзд с наблюдательной точки зрения затруднено тем, что их доля в звёздном населении составляет менее 0.5%, а потому расстояние до них обычно составляет порядка килопарсек. Как и молодые звёзды, в процессе формирования они погружены в плотные облака пыли и газа, непрозрачные в оптическом диапазоне. По этой причине исследование конкретного молодого звёздного объекта сводится к изучению окружающего его материала, в котором протозвезда оставляет свои следы (нагрев, истечения, распределение скоростей и т.д.).

Косвенным подтверждением наличия области формирования массивных звёзд являются зоны III, поскольку для ионизации водорода необходимо соседство с достаточно горячими звёздами спектральных классов O и B, способными уже на этапе аккреции производить излучение с длиной волны  $\lambda = 912 \text{ \AA}$ .

Как упоминалось выше, главное отличие процесса формирования массивных звёзд от маломассивных заключается в том, что массивная звезда выходит на главную последовательность, не прекращая процесс аккреции. В этом случае излучение новорожденной звезды должно влиять на падающее вещество и создавать тем самым препятствие к набору массы.

Массивные звёзды могут формироваться в процессе монолитного коллапса холодного молекулярного газа. Под комплексным действием турбулентных возмущений, магнитных полей и гравитации облако фрагментируется множество раз, пока наконец не распадётся на отдельные глобулы, которые уже не претерпевают значительных изменений и начинают набирать на себя массу. Этот процесс схож с образованием маломассивных звёзд, однако имеет под собой ряд вопросов, в том числе вопрос о том, почему в некоторых случаях протозвёздные ядра остаются массивными, имея при этом массу в сотню джинсовских масс и не продолжают дальнейшей фрагментации.

Поскольку из одного молекулярного облака могут сформироваться тысячи звёзд, то в моделях необходимо учитывать взаимодействие самогравитирующих сгустков между собой. Гипотеза, рассматривающая образование звёзд в скоплении, называется конкурентной аккрецией. Её суть заключается в том, что несмотря на пространственную сепарацию протозвёздных ядер, где-то в скоплении находится максимум гравитационного потенциала. Наиболее массивная звезда начинает взаимодействовать с соседними протозвёздами, двигаясь через скопление и забирая строительный материал у других глобул. Такой процесс описан как аккреция Бонди – аккреция на движущуюся массу.

Одним из подтверждений такой гипотезы является феномен сбегавших звёзд – runaway stars, звёзды, состоящие из такого же материала, что и населяющие скопление глобулы, но с резко отличающимися собственными скоростями и обнаруженные на границе или на некотором расстоянии от кластера. Это возникает в результате гравитационного взаимодействия протозвёзд, что подтверждает гипотезу конкурентной аккреции. Более того, такой феномен был обнаружен именно вблизи областей образования массивных звёзд.

В таких областях может также происходить столкновение звёзд, что может являться объяснением существования звёзд с экстремально высокой массой – к примеру, в скоплении R 136 из Большого

Магелланова Облака с начальными массами  $165\text{-}320 M_{\odot}$  в момент формирования [Paul A. Crowther, 2018].

## 4. Получение наблюдательных данных

### 4.1. Массив телескопов VLT

Наземный комплекс Very Large Telescope (VLT) Европейской южной обсерватории расположен на горе Серро-Параналь чилийской пустыни Атакама. Он состоит из 4-ёх основных (UT) стационарных телескопов с диаметром зеркал 8.2 метра и 4-ёх вспомогательных (AT) 1.8-метровых телескопов, расположенных на подвижных конструкциях, которые позволяют телескопам перемещаться по разным станциям и таким образом менять длину базы в режиме интерферометра.

В идеальных условиях дифракционный предел  $\lambda/D$  для стационарных зеркал VLT на длине волны 2.2 мкм составляет 0.057 угл.сек. Но это замечательное разрешение недостижимо для наземного телескопа в условиях турбулентной атмосферы. Температурные неоднородности в атмосфере приводят к флуктуациям оптического пути, что вызывает случайные изменения фазы волнового фронта и искажает изображение космических объектов. В этом случае получаемое разрешение телескопа можно оценить как  $\lambda/r_0 \sim 1$  угл.сек., где  $r_0$  – параметр Фрида (расстояние, на котором отклонение волнового фронта точечного источника от плоскости равно 1 радиан, зависящее от длины волны как  $\lambda^{\frac{6}{5}}$ ).

Иными словами, из-за атмосферы все наземные телескопы ограничены разрешением в одну угловую секунду. Так, на длине волны 1.3 мкм параметр Фрида  $\sim 32$  см, на 1.7 мкм  $\sim 44$  см, на 2.2 мкм  $\sim 60$  см. Получается, что в смысле результирующего разрешения на данных длинах волн нет разницы между телескопами с зеркалами диаметром 8.2 метра и 60 см. Чтобы обойти этот досадный факт, необходимо применять методы, позволяющие уменьшать влияние атмосферы на изображение и улучшать разрешение приборов.

Одним из таких методов является адаптивная оптика, применяемая в том числе на массиве телескопов VLT. Она заключается в искусственной компенсации изменений волнового фронта, вызванных

атмосферной турбулентностью.

Чтобы зафиксировать изменения, происходящие в атмосфере, используются так называемые реперные звезды – эталонные источники с известным волновым фронтом. Из-за малого поля зрения использование естественных источников для этой задачи затруднительно, а потому наиболее эффективным вспомогательным инструментом являются лазерные искусственные звезды (Laser Guide Star – LGS). С помощью лазера в слоях атмосферы возбуждаются атомы натрия, которые затем переизлучают на той же частоте и фиксируются датчиком волнового фронта. Эти измерения в реальном времени обрабатываются компьютером, который сравнивает эталонное изображение искусственной натриевой звезды с полученным и управляет датчиками давления под очень тонким деформируемым зеркалом телескопа, которое искажается таким образом, чтобы компенсировать дрожание атмосферы.

Такой метод позволяет исправить волновой фронт и обойти атмосферные ограничения на разрешающую способность инструмента. Эффективность адаптивной оптики зависит от многих параметров, главные из которых – видимость, яркость реперной звезды и расстояние между ней и наблюдаемым объектом. В случае хороших погодных условий, достаточно яркой и близкой к объекту реперной звезды коррекция хорошая, и результирующая функция рассеяния точки (PSF) очень близка к дифракционному пределу (SINFONI User Manual, 2017).

#### **4.1.1. Спектрограф интегрального поля SINFONI**

SINFONI (Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared) – это прибор, состоящий из двух основных частей: модуль адаптивной оптики MACAO (Multi-Application Curvature Adaptive Optics), основные принципы работы которого описаны в предыдущем параграфе, и спектрограф ближнего инфракрасного поля SPIFFI (Spectrometer for Infrared Faint Field Imaging).

Спектрографы интегрального поля – удобный инструмент для наблюдения протяженных объектов и одновременного проведения спектральных измерений вдоль всего поля зрения. Основным таких приборов служит элемент, разделяющий поле зрения на отдельные протяженные блоки, которые затем пропускаются через стандартный длиннощелевой спектрограф. Одно наблюдение с использованием SINFONI эквивалентно множеству наблюдений спектрографа с одной щелью, что позволяет детально изучать спектры протяженных источников излучения – к примеру, истечений вещества из молодых звёздных объектов, спиральных структур, газопылевых дисков.

Интегральный полевой спектрограф (IFS) позволяет наблюдать в двух измерениях весь астрономический объект за один раз: каждый пиксель изображения сопутствуется спектром, измеряя интенсивность света на каждой длине волны.

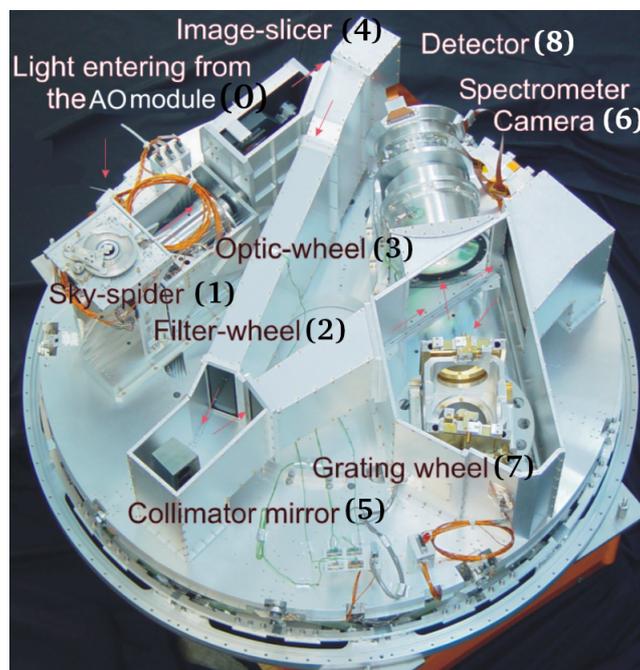


Рис. 1: Схема спектрографа SPIFFI. (1,2,3) – модуль пре-оптики, на котором задаётся фильтр и масштаб изображения; (4) – слайсер изображения; (5,6,7,8) – коллиматор, решётка и детектор спектрографа. Красными стрелками указан путь луча света.

На рис. 1 представлена схема спектрографа SPIFFI. В эту основную часть свет попадает уже пройдя через модуль адаптивной опти-

ки. Проходя через систему линз и фильтров свет попадает в фокус прибора слайсер (Image-slicer), где 32 расположенных поступенчато плоских зеркала (малый слайсер) делят изображение на узкие полосы, которые затем попадают на большой слайсер, образующий виртуальную щель. Пройдя через неё, свет попадает на камеру спектрометра, где и формируется изображение (Eisenhauer, 2003).

Вся конструкция имеет размер 1.3 метра в диаметре и находится под постоянным охлаждением криостата.

Спектрограф имеет четыре режима работы с фильтрами: J, H, K, H+K со спектральным разрешением  $R = \lambda/\Delta\lambda = 2000, 3000, 4000$  и 1500 соответственно. Поле зрения может быть выбрано между  $8 \times 8, 3 \times 3$  and  $0.8 \times 0.8$  угл.сек.

## 4.2. Принципы интерферометрии с VLTI

Угловое разрешение телескопа определяется длиной принимаемой волны  $\lambda$  и размером апертуры  $D$ .

$$\theta \propto \frac{\lambda}{D}$$

Изменение длины волны не всегда представляется возможным: к примеру, в нашем случае объекты погружены в плотные молекулярные облака, максимум излучения которых приходится на инфракрасную область. Чаще мы хотим излучать конкретные процессы, порождающие излучение в конкретной части спектра. Поэтому, чтобы уменьшить возможный угол, под которым мы можем наблюдать протяженный объект, необходимо увеличить диаметр телескопа. Однако возможности телескопов с заполненной апертурой ограничены – если мы будем увеличивать их размеры, то рано или поздно массивная тарелка или зеркало может просто не выдержать и рухнуть под давлением собственного веса (пример: обсерватория Green Bank 1988). Более того, гигантские телескопы сложнее поворачивать, а потому их делают стационарными (Аресибо, FAST), что ограничивает наблюдаемую об-

ласть: поворот происходит за счёт вторичного зеркала (детектора), а значит, теряется часть эффективной площади большого телескопа.

Интерферометрия позволяет обойти эти ограничения: вместо того, чтобы собирать свет в одно большое зеркало, мы можем создать много маленьких и развести их на большое расстояние. Результирующее разрешение при этом будет определяться максимальным расстоянием между телескопами (базой). Соответственно, для увеличения эффективной собирающей площади, а следовательно чувствительности, обычно строят массивы из нескольких телескопов.

При идеальной апертуре изображение, полученное на телескопе, будет представлять из себя Фурье-преобразование реального изображения: переход из картинной плоскости на плоскость пространственных частот  $u$  и  $v$ . Имеется база из двух телескопов, под углом расположенная к источнику наблюдения. Если произвести проекцию этой базы на картинную плоскость, то это даст одну точку на  $uv$ -плоскости, в которой мы получаем одно значение видности. Соответственно, чем больше у нас баз, тем лучше покрытие  $uv$ -плоскости, тем лучше мы видим объект.

$$V(u,v) = \int \int I(x,y) e^{2\pi i(ux+vy)} dx dy$$

В идеальном случае, когда функция рассеяния точки (PSF) – точка, мы увидим исходное изображение. Однако в реальности это не так, и видность на самом деле является свёрткой реального изображения с функцией рассеяния точки:

$$V = PSF \otimes I.$$

Имея два телескопа, можно получить лишь интерференционную картину в виде полос. Увеличивая количество телескопов, и, следовательно, площадь покрытия нашей виртуальной апертуры, мы увеличиваем количество точек на  $uv$ -плоскости. Этому также способствует вращение Земли, поскольку при этом меняется угол, под которым ба-

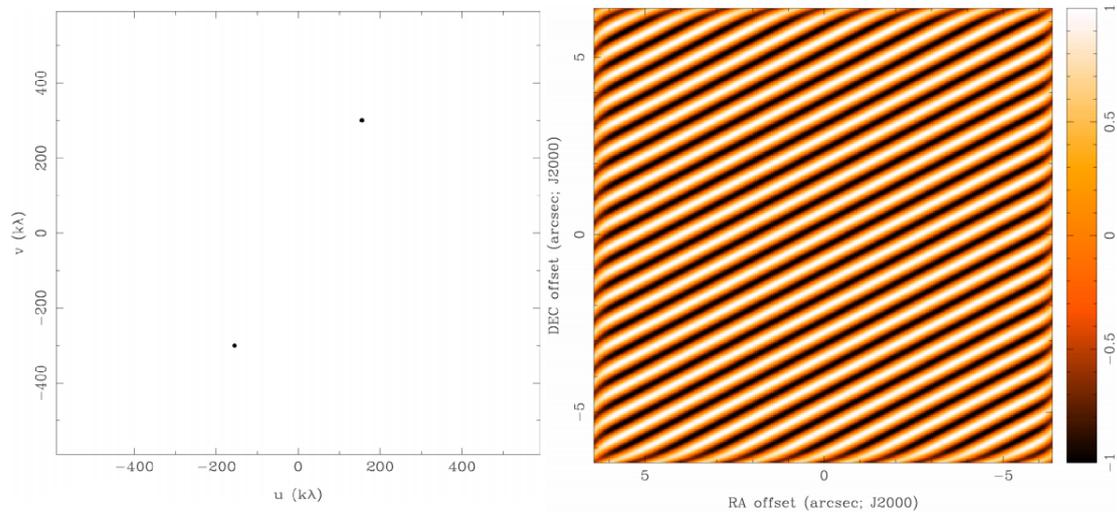


Рис. 2: Слева: заполнение  $uv$ -плоскости интерферометра из двух телескопов, образующих одну базу (вторая точка появляется как симметрия комплексной функции видности). Справа: изображение точечного источника, получаемое интерферометром (грязный PSF). Источник: Dan Marrone, VLBI lecture.

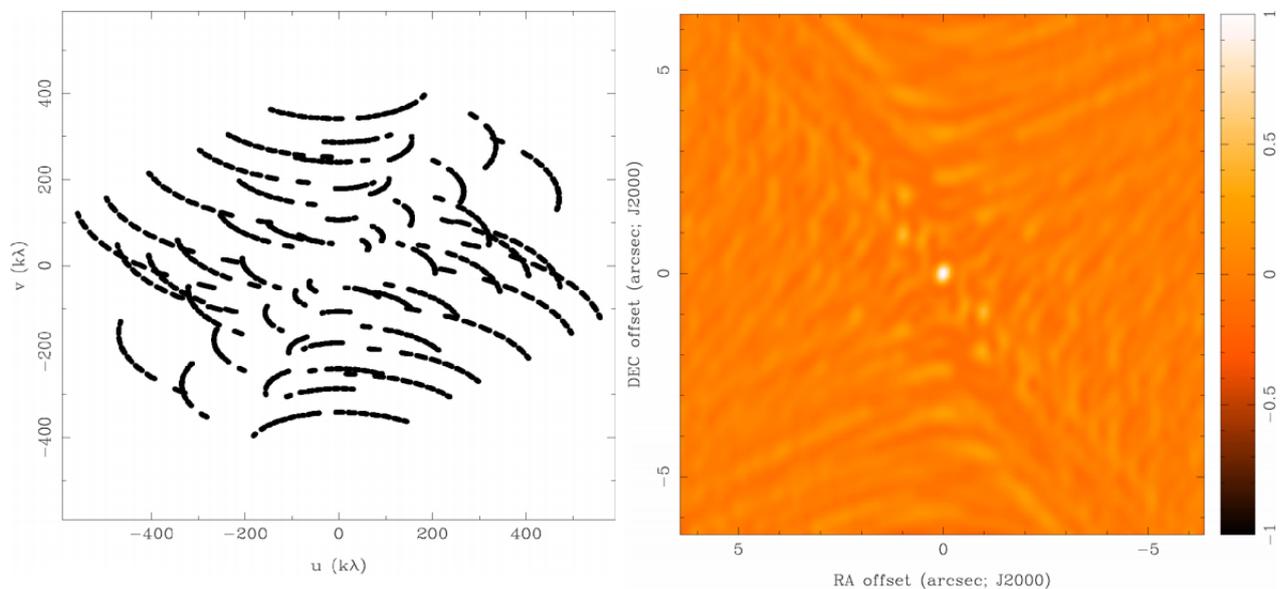


Рис. 3: Слева: заполнение  $uv$ -плоскости интерферометра из 8-ми телескопов, 28 баз, 240 наблюдений по мере вращения Земли. Справа: изображение точечного источника, получаемое интерферометром (грязный PSF). Источник: Dan Marrone, VLBI lectures.

зы телескопов расположены к источнику, а значит, меняется и координата на  $uv$ -плоскости. Вращаясь, Земля помогает нам «замечать» большую площадь и обеспечивать лучшее покрытие.

### 4.2.1. Многоапертурный спектроскопический эксперимент MATISSE

MATISSE является интерферометрическим прибором второго поколения, комбинирующим свет одновременно от 4-ёх телескопов. Его основной задачей является изучение внутренних частей аккреционных дисков, условий формирования звёзд и планет, пылевых торов вокруг активных ядер галактик и молодых звёздных объектов.

Прибор способен одновременно наблюдать в трёх спектральных полосах среднего инфракрасного диапазона: L (3.2–3.9 мкм), M (4.5–5.0 мкм), and N (8.0–13.0 мкм), достигая спектрального разрешения  $R = 30, 500, 1000$  и  $3500$  в полосах L-M и  $R = 30, 220$  в N.

MATISSE способен работать в двух режимах: режим одновременной фотометрии SiPhot, в котором часть света используется для фотометрии объекта, и режим высокой чувствительности HiSens, в котором всё излучение используется для интерферометрии (Lopez et al. 2014).

Прибор измеряет одновременно 6 видностей и 4 замкнутые фазы (замкнутая фаза – сумма фаз с трёх телескопов).

### 4.2.2. Компонентный анализ интерферометрических данных

Одним из методов работы с интерферометрическими данными является компонентное моделирование функции видности. Данный метод позволяет изучать сложные структуры наблюдаемых объектов, разделяя их на более простые составные части.

К примеру, система молодого звёздного объекта может содержать одновременно аккреционный диск и газопылевой тор. Обе эти части будут давать вклад в изображение объекта, и результирующая функция видности может иметь сложный вид. Однако её можно разделить на части, первая из которых – функция видности однородного диска:

$$V(u,v) = 2 \frac{J_1(\pi \Theta r)}{\pi \Theta r}, \quad (4.1)$$

где  $\Theta$  – диаметр диска,  $r = \sqrt{u^2 + v^2}$ .

Окружающее вещество даст вклад в виде гало, которое можно описать функцией видности гауссианы:

$$V(u,v) = 2 \exp - \frac{(\pi\Theta\sqrt{(u^2 + v^2)})^2}{2 \ln 2}, \quad (4.2)$$

где  $\Theta$  – FWHM функции Гаусса.

Таким же методом можно изучать двойные системы, тонкие кольца материала, а также вводить радиальные профили, к примеру, зависимость от температуры. Основная сложность данного метода заключается в корректном подборе количества компонент и их параметров, который производится на основе имеющейся информации о составе наблюдаемой системы.

## 5. Спектрометрические исследования Th 28

### 5.1. Молодой звёздный объект Th 28

ThA 15-28 (V1190 Sco, Sz 102, Krautter's star, далее Th 28) расположен на расстоянии  $\sim 185$  пк (Galli et al. 2013) и относится к области звездообразования Lupus 3. Этот объект был известен наблюдателям на протяжении многих десятилетий и привлекал внимание прежде всего протяженными объектами Хербига-Аро размером 30-40 угл. сек. С помощью современных наблюдений с использованием адаптивной оптики стало возможным изучать структуры в непосредственной близости к центральному источнику с полем зрения 3 угл.сек.

Возраст звезды оценивается в 1-2 млн. лет (Comerón, Fernandez 2010). Светимость центрального источника довольно мала:  $0.03 L_{\odot}$  (Mortier et al. 2011). Это может быть следствием того, что часть излучения гасится тором окружающего вещества.

Th 28 – звезда типа Т Тельца, находящаяся на стадии аккреции и обладающая асимметричным джетом. Она является одним из самых удачных для изучения молодых звёздных объектов, поскольку ось, вдоль которой распространяются истечения вещества от протозвезды, лежит практически в небесной плоскости (угол наклона  $\sim 82^{\circ}$  к лучу зрения).

Куб данных с наблюдениями объекта Th 28 получен на спектрографе интегрального поля SINFONI. Наблюдения проводились в фильтрах J (1.1 - 1.4) мкм, H (1.45 - 1.85) мкм, K (1.95 - 2.45) мкм. Поле зрения, достигнутое с помощью инструмента адаптивной оптики, составляет  $3 \times 3$  угл.сек.

Одномерный спектр (рис. 4) в диапазоне наблюдений продемонстрировал наличие следующих эмиссионных линий: молекулярный водород  $H_2$ , запрещённые линии ионизованного железа [FeII] и фосфора [PII], серия Брэккета атомарного водорода  $Br_{\gamma}$  и  $Br_{10} - Br_{17}$ , а также единичная линия серии Пашена  $Pa_{\beta}$ .

На рис 5 показаны морфологии линий [FeII],  $H_2$ ,  $Br_{\gamma}$ , [Pa $\beta$ ], трас-

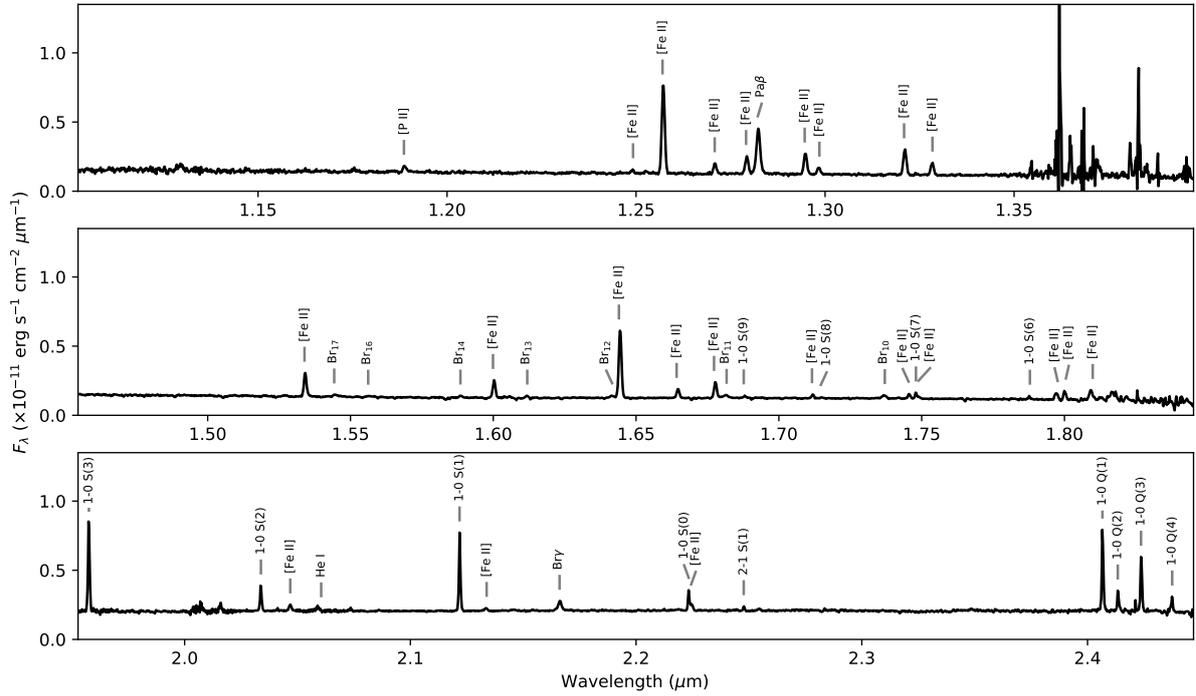


Рис. 4: Одномерный спектр Th 28, полученный на приборе SINFONI. Для демонстрации был взят регион  $0.5 \times 0.5$  угл.сек. вокруг центра поля зрения. Источник: Melnikov et al., 2021

сирующие различные газовые структуры вокруг центрального источника. Линии [FeII] трассируют коллимированный джет, а морфология линий водорода напоминает дисковидные структуры, часто встречающиеся вокруг звёзд типа Т Тельца. Вероятно, это излучение является переотражением от стенки окружающего протозвезду тора, а распределение вещества в нём влияет в том числе на асимметрию видимого джета.

Анализ спектральной информации подробно описан в следующих главах.

## 5.2. Радиальные скорости вдоль джета

Коллимированный джет Th 28 имеет ярко выраженную пространственную асимметрию (рис.5) между биполярными лепестками. Вблизи центрального источника излучение [FeII] распределено более равномерно, ширина джета увеличивается с расстоянием от центра, а

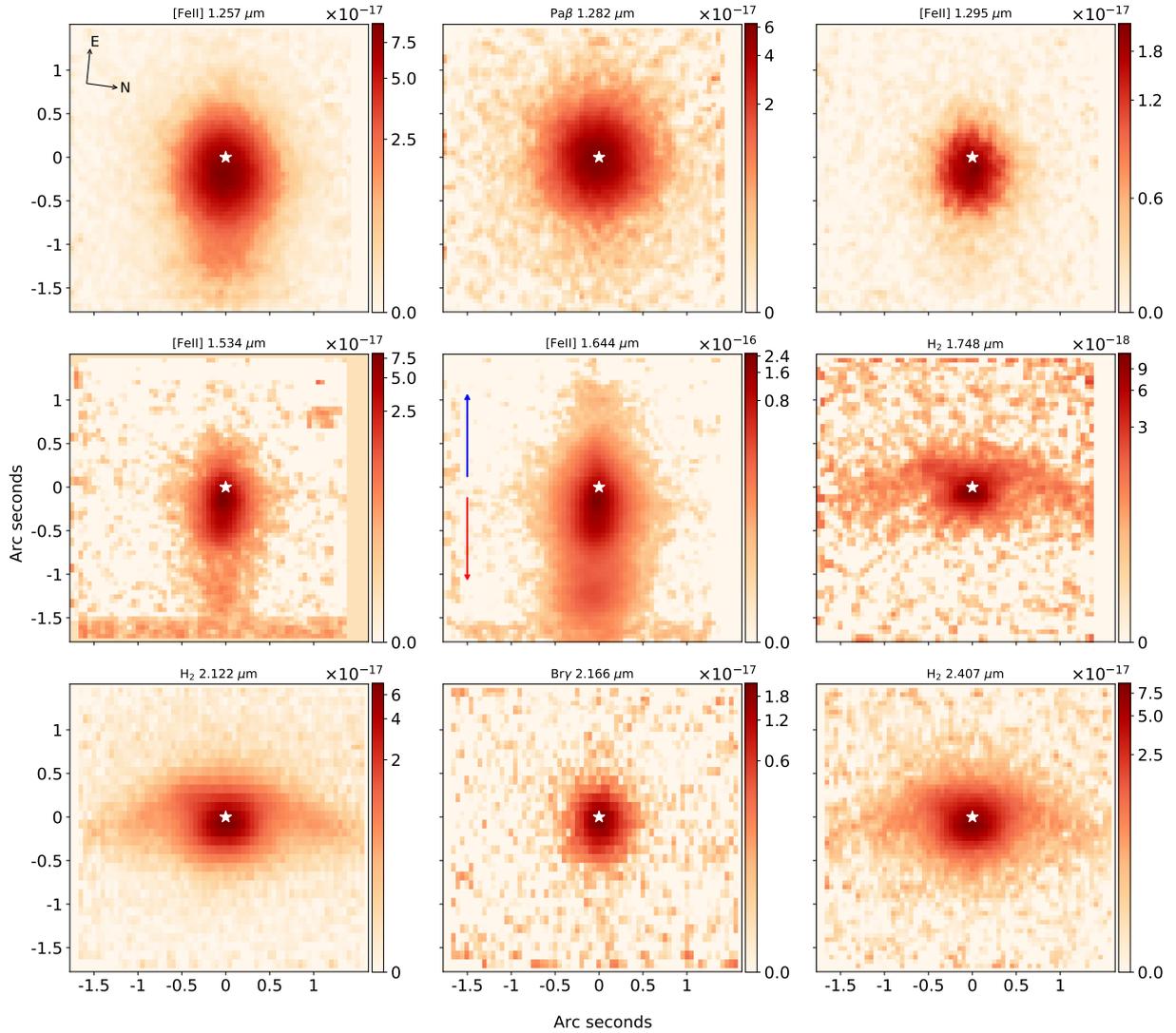


Рис. 5: Морфологии эмиссионных линий Th 28. Цветом обозначен интегральный поток в каждой линии в единицах  $\text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ ; белой звездой указано местонахождение центрального источника; синяя и красная линия показывают направление лепестков джета относительно наблюдателя (доплеровский сдвиг). Источник: Melnikov et al., 2021

затем формирует узлы истечения по обе стороны от источника на расстоянии около 1 угл.сек., которые впервые обнаружены с данными SINFONI.

Первая особенность данного джета кроется в величинах радиальных скоростей. Ось наклона джета близка к плоскости неба и составляет  $82^\circ$  относительно луча зрения. При депроекции доплеровских скоростей на ось джета значения получаются слишком высокими, по-

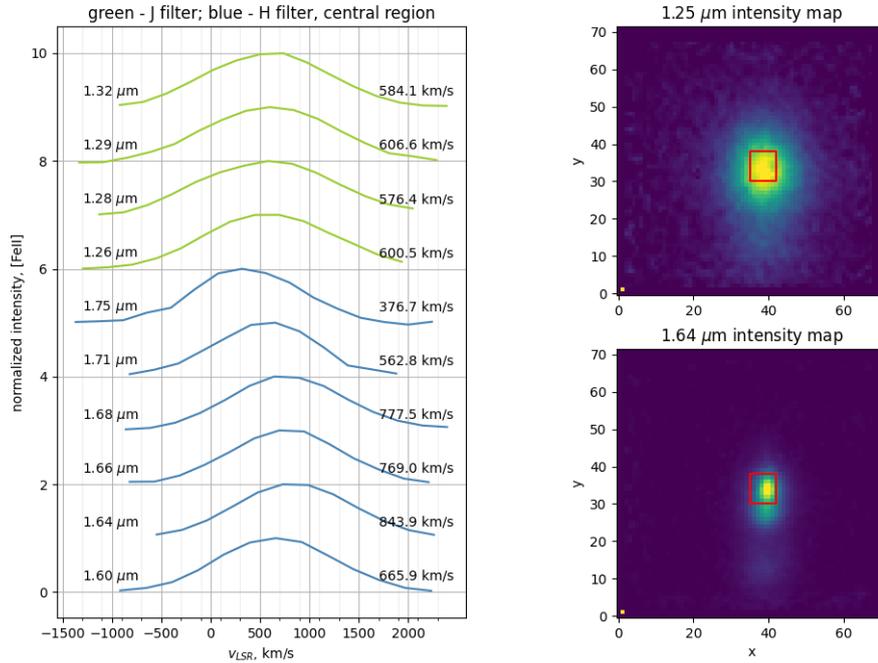


Рис. 6: Слева на графиках изображены радиальные скорости в линиях железа в фильтрах J и H с нормированной интенсивностью. Справа карты интенсивности, показывающие участок, по которому бралось усреднение для подсчёта скоростей.

рядка  $\sim 500$  км/с для лепестка с голубым смещением и  $\sim 1800$  км/с для лепестка с красным смещением. Для молодых звёздных объектов скорость истечений составляет обычно 200-400 км/с, а потому получившийся результат – абсолютно нетипичная ситуация, которая остаётся открытым вопросом.

Такая высокая скорость истечений может быть вызвана близостью оси джета к плоскости неба: в этой проекции на наблюдаемые скорости может влиять вращение джета, которое предсказывается в других работах (Coffey, 2007).

Для оценки вклада возможного вращения можно рассчитать кеплеровскую скорость вращения материала струи (Melnikov et al., 2021). Начальная ширина струи равна 0.2 угл.сек., что соответствует радиусу струи 18,5 au. Кеплеровская скорость вращения на этом радиусе составляет  $\sim 10$  км с $^{-1}$  для  $M_* = 1-2M_\odot$  (Louvet et al., 2016). Таким

образом, вращение может лишь незначительно влиять на лучевую скорость и не объясняет столь высоких значений.

Второй особенностью распределения радиальных скоростей [FeII] является наличие противоположного движения по разные стороны от центрального источника: в западной части истечения обнаруживаются не только голубые лепестки эмиссионных линий железа, но и красные, смещённые в отрицательную сторону относительно скорости покоя. То же происходит и в восточной части истечения, со стороны молекул, чьи спектральные линии смещены преимущественно в голубую сторону.

Этот результат можно объяснить следующим образом: джет формируется в виде конуса и имеет некоторый угол раскрыва. Поскольку этот ось конуса близка к плоскости неба, мы видим в том числе компоненту скорости вещества, которое находится на дальней от нас «стенке» конуса.

### 5.3. Температура возбуждения $H_2$

Температура возбуждения молекулярного водорода  $H_2$  может быть оценена с помощью метода вращательных диаграмм. Из распределения Больцмана по энергетическим уровням получаем:

$$\frac{N_J}{g_J} \sim \exp \frac{E_J}{kT}, \quad (5.1)$$

где  $N_J$ ,  $g_J$ ,  $E_J$  и  $T$  – столбцовая плотность, статистический вес перехода, энергия верхнего уровня и температура возбуждения. Предполагается, что в нашей системе установлено локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). Столбцовая плотность также может быть выражена через поток как:

$$N_J = \frac{2F_J \lambda_J}{A_J \hbar c}, \quad (5.2)$$

где  $F_J$ ,  $\lambda_J$  и  $A_J$  – поток, длина волны линии и коэффициент Эйн-

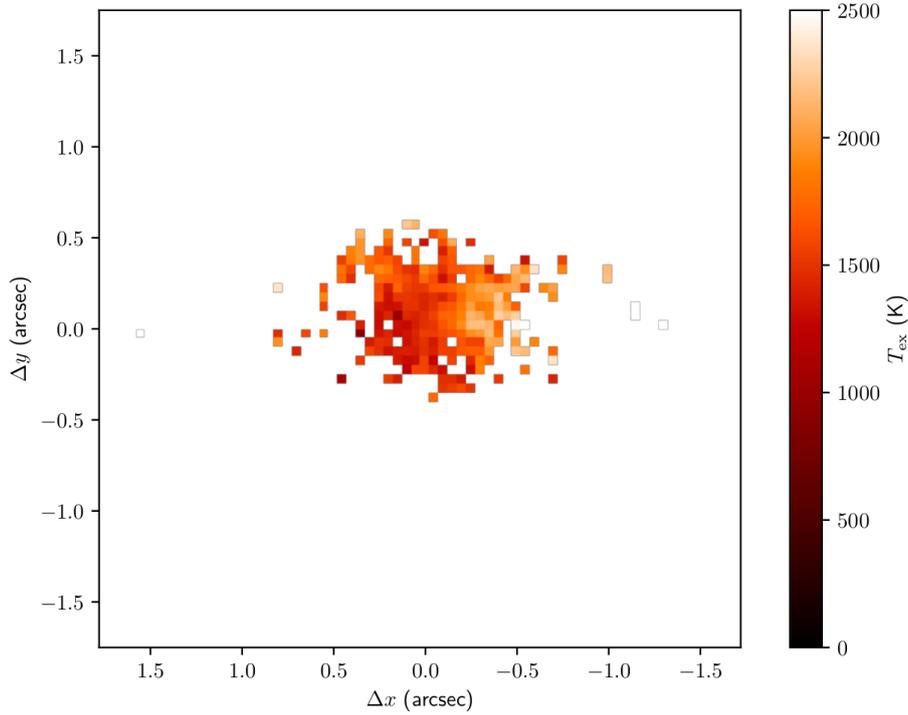


Рис. 7: Карта температуры возбуждения  $H_2$ . Палитра демонстрирует значения от 0 до 2500 К в линейном масштабе. Данные были выбраны так, чтобы не менее 9 водородных линий в пикселе имели поток  $> 2\sigma$ .

штейна каждого перехода соответственно. На рис. 8 показана зависимость натурального логарифма  $\ln N/g$  населённости каждого уровня от энергии верхнего уровня для центрального региона, интегрированного по  $0.25 \text{ arcsec} \times 0.25 \text{ arcsec}$ . Погрешность вычислялась методом bootstrap, путем последовательного изменения значений потока в пределах нормального распределения и нахождения дисперсии температур. Полученная температурная карта показана на рис. 7. Значения находятся в диапазоне примерно от 1000 К до 2500 К.

#### 5.4. Межзвёздное поглощение

Часть излучения от объекта исследования не доходит до наблюдателя, будучи поглощенным атомами и молекулами межзвёздной среды и переизлученным с меньшей энергией и в другом направлении. Чтобы учесть, какую часть информации об источнике мы теряем и восстановить исходную картину, необходимо знать величину меж-

звёздного поглощения.

Таким образом, межзвёздное поглощение является одной из важнейших характеристик среды, оно было вычислено для многих источников при помощи спектрометрических измерений пар звёзд, относящихся к одному спектральному классу. Наличие поглощения приводит к «покраснению» света от звезды, то есть к сдвигу спектра в длинноволновую сторону. В простейшем случае, сравнивая «покрасневшую» звезду со звездой с исходной, мы можем определить степень поглощения окружающего материала.

Однако в случае, когда мы не знаем исходный спектр источника, необходимо выбрать уже существующий закон покраснения, характерный для данного типа межзвёздной среды. В нашей работе в качестве функции поглощения был выбран закон покраснения Карделли, согласно которому значения монохроматического поглощения  $A_\lambda$  могут быть выражены следующим образом:

$$A_\lambda(A_0, R_0) = A_0(a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R_0}), \quad (5.3)$$

где  $a_\lambda$  и  $b_\lambda$  – свободные коэффициенты, зависящие только от длины волны, а  $R_0$  и  $A_0$  – свободные параметры и от длины волны не зависят.

Этот метод также в перспективе может быть использовать для одновременной оценки как температуры возбуждения, так и межзвёздного поглощения, поскольку получаемый телескопом поток, используемый для определения населённости уровня, также зависит от поглощения:

$$F_{obs,\lambda} = F_{init,\lambda} \cdot 10^{-0.4A_\lambda}, \quad (5.4)$$

где  $F_{obs,\lambda}$  – поток, получаемый на приборах,  $F_{init,\lambda}$  – изначальный поток от источника,  $A_\lambda$  – поглощение из закона Карделли, в качестве  $A_0$  взято  $A_V$  (искомая величина, т.к. является удобной характеристикой для сравнения с другими системами), в качестве  $R_0$  берётся

$R_V = 3.1 \text{ mag}$ .

Совместно с 5.1 мы получаем 15-компонентные (по числу линий) вектора по обе стороны равенства ( $C$  – свободный параметр):

$$\frac{2 \cdot F_{obs,\lambda\lambda}}{\hbar c A_{Einst}} = C \cdot 10^{-0.4A_V} \cdot \exp\left\{\frac{E_\lambda}{kT}\right\}, \quad (5.5)$$

Задача состоит в поиске значений параметров  $C$ ,  $A_V$  и  $T$  с помощью минимизации параметра хи-квадрат.

Однако в данном случае полученные значения  $A_V$  имели огромную дисперсию (порядка 10 mag), поэтому описанный метод был использован только для определения температуры возбуждения молекулярного водорода. Чтобы убедиться в том, что значения поглощения влияют на температуру только в пределах погрешности, минимизация была проведена с двумя значениями  $A_V = 0 \text{ mag}$  и  $A_V = 5.0 \text{ mag}$ . На рис. 8 показано, что на определение температуры  $A_V$  практически не оказывает влияния даже при таком большом разбросе значений, а потому определение температуры с фиксированным значением  $A_V$  весьма достоверно.

Существует также и другой способ определения межзвёздного поглощения, в этот раз по линиям ионизованного железа. Если взять переходы с одинаковым верхним энергетическим уровнем, то соотношение между интегральными потоками в этих эмиссионных линиях должно определяться только вероятностью перехода (коэффициентами Эйнштейна). Поглощение приводит к сдвигу максимумов линий в длинноволновую сторону, а потому меняется и соотношение детектируемых наблюдателем потоков. Используя принятый закон покраснения 5.3, мы можем восстановить значение  $A_V$ , которое привело к полученному изменению.

Как видно из рис. 9, значительная часть поля имеет отрицательные значения поглощения. Физически такого быть не должно, поскольку экспериментальное соотношение потоков не должно превышать теоретическое, т.к. это означало бы сдвиг линии не в красную,

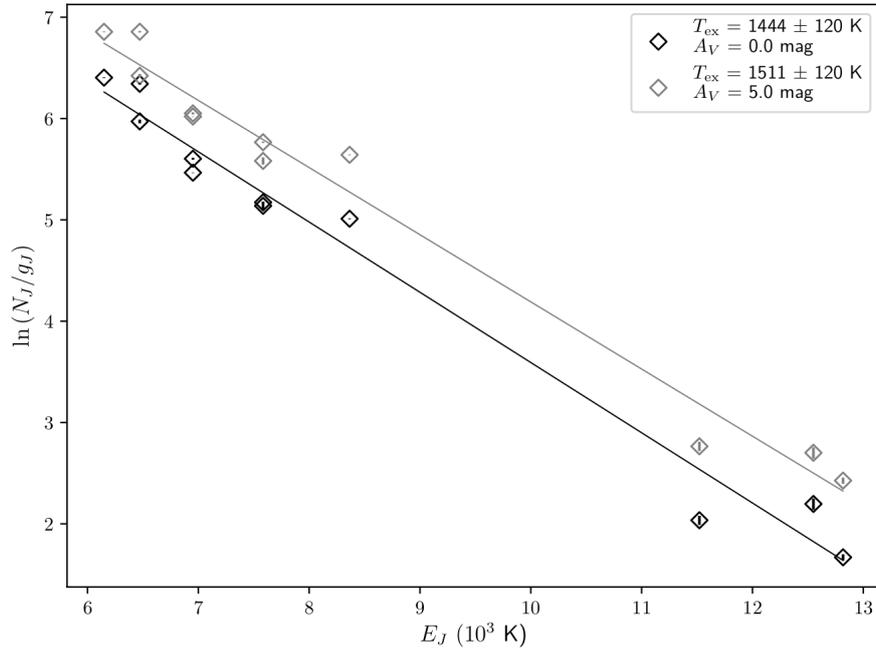


Рис. 8: Вращательная диаграмма линий  $H_2$  в центральной ( $0.25 \times 0.25$  угл.сек.) области Th 28. Сплошные линии показывают наилучший фит логарифма столбцовой плотности по отношению к энергии верхнего уровня. Два цвета представляют влияние различных значений  $A_V$  на температуру возбуждения.

а в голубую часть спектра, то есть внешнее ускорение излучения. Такая картина прежде всего заставляет нас задуматься о морфологии линий.

Выбранные нами линии железа на 1.64 мкм, 1.25 мкм и 1.32 мкм имеют общий верхний уровень (терм  $a^4D(J = \frac{7}{2})$ ) и производятся одним и тем же веществом, окружающим центральный источник. Однако, сравнивая морфологии (рис. 5) этих двух линий, мы видим неодинаковое пространственное распределение: линия 1.64 мкм более вытянута вдоль оси джета, в то время как 1.25 мкм имеет более компактные округлые контуры вблизи центра источника и совсем небольшой «хвост» вдоль истечений. Такая разница в морфологиях, вероятно, является одной из причин получившихся значений межзвёздного поглощения. Пространственные распределения вещества в линиях 1.25 мкм и 1.64 мкм резко отличаются друг от друга, что ставит перед нами вопрос о природе такого различия.

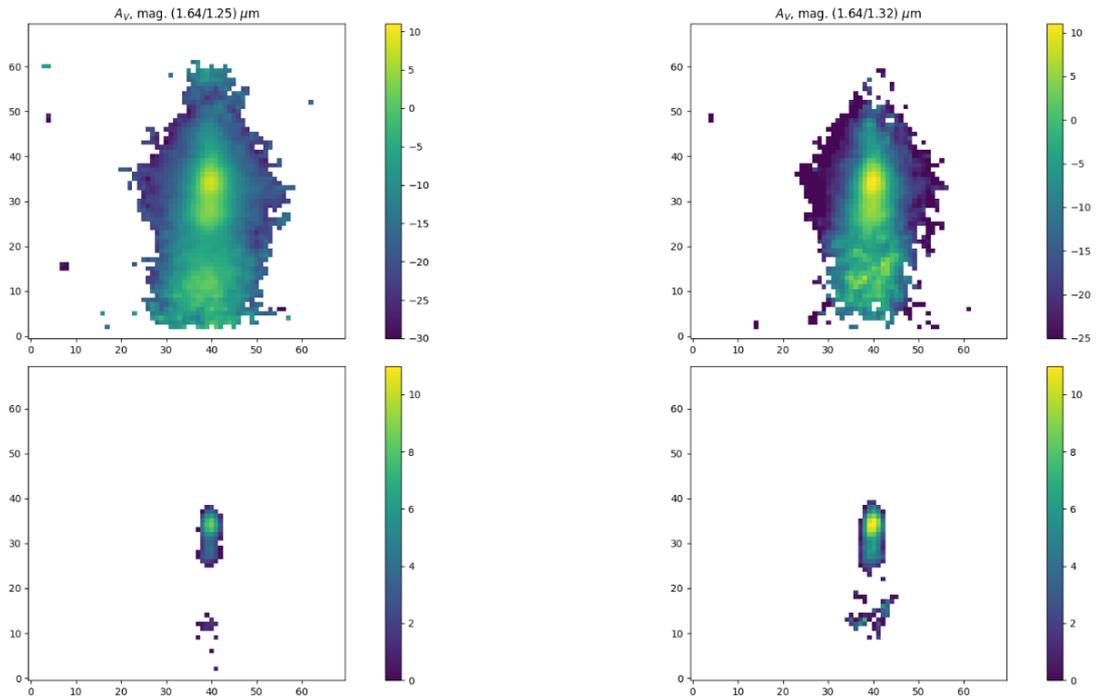


Рис. 9: Значения межзвёздного поглощения, посчитанные из соотношений потоков в линиях железа (1.64/1.25) мкм и (1.64/1.25) мкм. По горизонтальным осям указаны координаты в пикселях, цветом показаны значения  $A_V$ . В верхней строке отображена вся карта поглощения, в нижней – только та область, которая имеет положительные значения  $A_V$ . Исходальные потоков отобраны по уровню шума  $3\sigma$ .

Помимо этого, отрицательные значения поглощения, полученные из соотношений линий железа, могут быть объяснены возникновением так называемого эффекта гашения (quenching эффект).

Условием для образования запрещённых линий служит высокая разреженность газа, поскольку именно в этом случае время спонтанных переходов на запрещенные уровни меньше, чем время между соударениями атомов. В этом случае газ прозрачен для фотонов. В обратной ситуации, когда газ достаточно плотный, время снятия возбуждения атома в результате соударения становится равным времени спонтанного перехода, и газ становится оптически толстым, то есть спонтанные запрещенные переходы гасятся частыми соударениями.

Электронная плотность, при которой запрещенное излучение начинает гаситься, называется критической плотностью. В результате исследования некоторых джетов было обнаружено, что вблизи ис-

точника отношение запрещенных линий искажается. Предполагается, что в веществе джета плотность электронов может превышать критическую плотность для ионизованного железа, что и вызывает эффект гашения. В этом случае коэффициенты Эйнштейна уже не определяют вероятность перехода, и полученные теоретические соотношения потоков в линиях не могут быть опорными. Всё это приводит к аномальным значениям межзвёздного поглощения.

## 5.5. Геометрия джета Th 28

Излучение в линиях железа трассирует джет, а потому позволяет проследить изменение геометрии истечения. На Рис. 10 показана зависимость ширины джета от расстояния до центрального источника в угловых секундах. Ширина измеряется как FWHM гауссианы, которая используется для фитирования профиля струи вдоль горизонтальной оси (перпендикулярно оси джета). Данные маскируются по уровню  $3\sigma$ . Серые треугольники и черные круги обозначают красную и голубую струю джета соответственно. Каждый из лепестков истечения фитируется степенной функцией:

$$f(x) \propto (x - C)^n.$$

Результирующие коэффициенты сдвига  $C_1 = 3.41$ ,  $C_2 = 3.88$  и  $C_3 = 3.36$  соответствуют трем полученным степеням, показанным на графике. Такие аппроксимации демонстрируют изменение геометрии голубой части струи примерно на расстоянии 0,5 угловой секунды от центрального источника. Поэтому здесь используются две различные степенные функции для фитирования голубой струи. Аналогичное изменение наблюдается и в красном лепестке, но уже на 0.6 угловой секунды происходит значительная деформация его формы, вероятно, из-за взаимодействия диска и джета, поэтому в данном случае фитирование неприменимо. Однако обе части джета демонстрируют почти идентичное поведение: медленное расширение в начале до 0.5

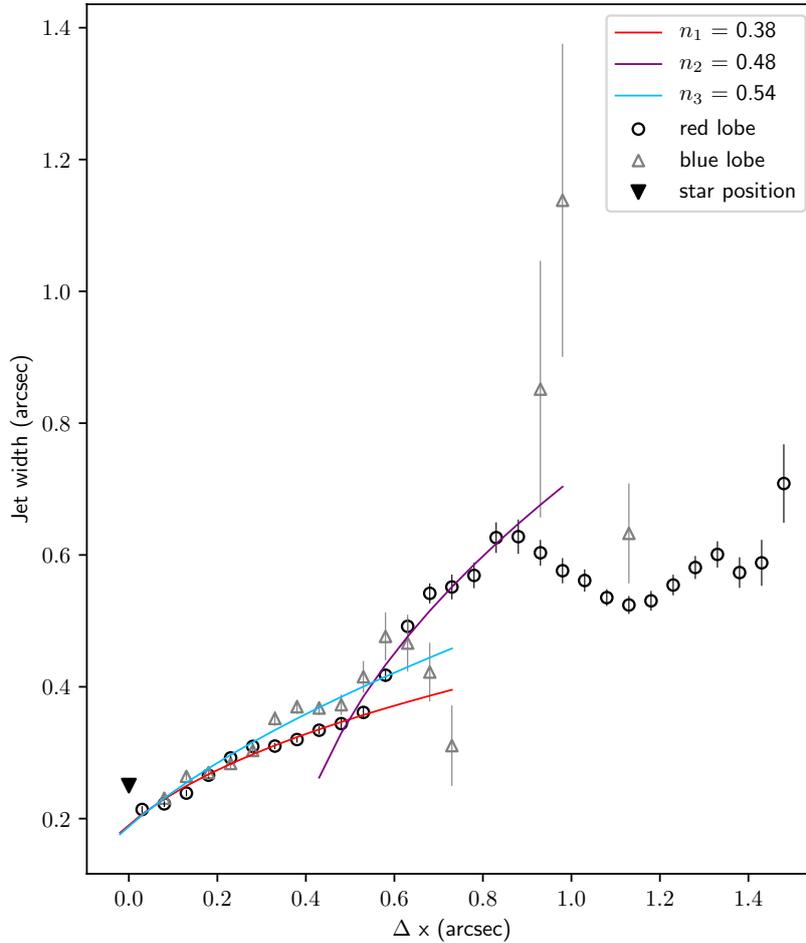


Рис. 10: Ширина джета в зависимости от расстояния до центрального источника на длине волны  $1.64 \mu\text{м}$ . Данные из красного и голубого лепестков струи обозначены серыми треугольниками и черными кружками соответственно. Сплошные линии показывают фидирующие функции  $f(x) \propto (x - C)^n$ , где  $C$  - свободный параметр, а  $n$  - степень, демонстрирующая изменение геометрии струи для голубой части джета. Красным треугольником обозначено положение центрального источника.

угловой секунды с последующим резким изменением угла раскрыва. Вероятно, это связано с изменением внешних условий вокруг джета на этом расстоянии.

## 6. Интерферометрические исследования AFGL 4176

### 6.1. Массивный молодой звёздный объект AFGL 4176

AFGL 4176 (также IRAS 13395-6153, G308.9+0.1) является представителем класса массивных молодых звёздных объектов, а также объектов Беклина-Нойгебауера. Эти объекты характеризуются как видимые только в инфракрасном диапазоне с  $L \sim 10^3 L_{\odot}$ . Моделирование газопылевого диска вокруг центрального источника (Johnston et al. 2015) оценивает массу диска в  $12 M_{\odot}$ . Вокруг звезды присутствует ультракомпактный  $H_2$  регион (Phillips et al. 1998).

### 6.2. Компонентный анализ AFGL 4176

Для проведения компонентного анализа был использован программный пакет PMOIREД (Parametric Modeling of Optical InteRferoEtric Data), разработанный членом Европейской Южной Обсерватории Antoine Merand и предоставленной в открытом доступе<sup>1</sup>. Он позволяет моделировать оптические интерферометрические данные, используя многокомпонентные модели из дисков, колец и гауссиан с учётом произвольных температурных профилей, спектров и радиального распределения интенсивности компонентов.

Данные с наблюдениями массивного молодого звёздного объекта AFGL 4176 были получены на приборе MATISSE интерферометра VLTI в среднем инфракрасном диапазоне L (3-4 мкм). В наблюдении использовались базы АТ телескопов длиной 8-130 м, такой широкий диапазон совместно с длительностью наблюдений позволили получить плотное покрытие uv-плоскости (рис. 11).

Были измерены значения видности объекта (и независимо – квад-

---

<sup>1</sup><https://github.com/amerand/PMOIREД>



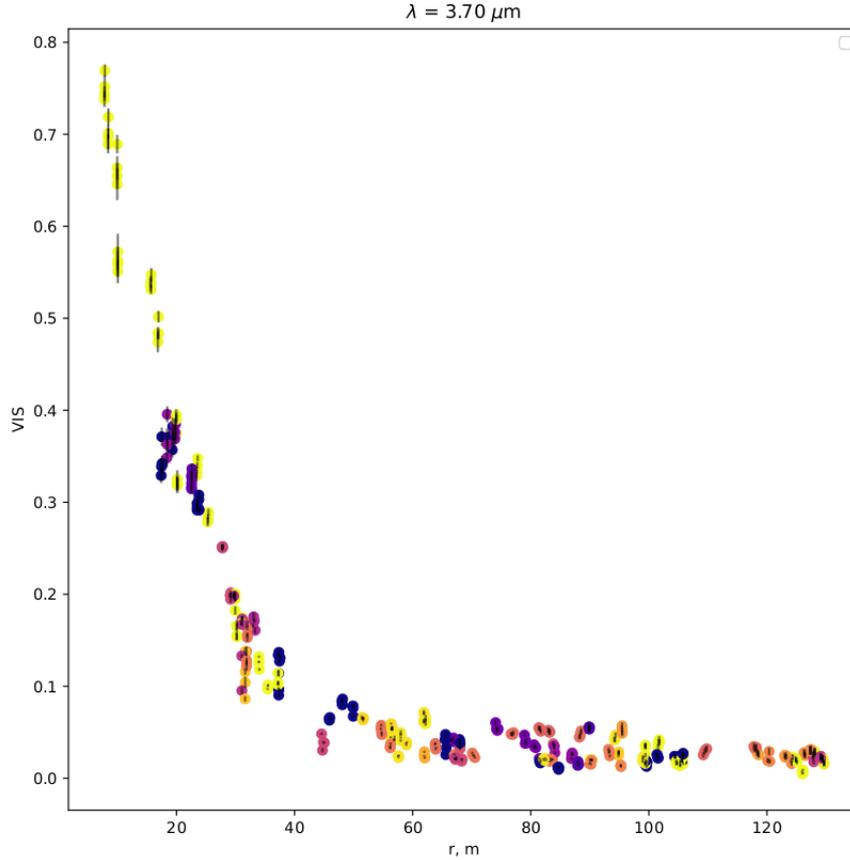


Рис. 12: Значения нормированной видности AFGL 4176 на длине волны 3.7 мкм в зависимости от длины базы  $r$  (в метрах). Цветом выделены различные позиционные углы.

ан получены (таблица 1) значения FWHM в угловых миллисекундах, углов ( $PA_{1-2}$  – позиционный угол от 0 до  $180^\circ$  с запада на восток,  $incl_{1-2}$  – угол наклона диска от 0 до  $90$  относительно луча зрения) и потока относительно компактного компонента ( $F_1/F_2$ ). Для диска получены углы ( $PA_{disk}$ ,  $incl_{disk}$ ), диаметр ( $d$ ), относительная ширина ( $b = (R_{out} - R_{in})/R_{out}$ , где  $R_{out}$  и  $R_{in}$  – внешний и внутренний радиус диска соответственно) и градиент температуры ( $T(r)$ ).

Для градиента температуры диска был использован степенной закон:

$$T(r) = T_{in} \left( \frac{r}{r_{in}} \right)^p,$$

где  $T_{in}$  – температура на внутреннем радиусе диска, в качестве неё

Таблица 1: Параметры фитирования

2d гауссиана + 2d гауссиана	1d гауссиана + диск с градиентом T
$\text{FWHM}_1 = 12 \pm 0.1 \text{ mas}$ $\text{incl}_1 = 58^\circ \pm 0.4^\circ$ $\text{PA}_1 = 144^\circ \pm 0.3^\circ$	$d = 204 \text{ mas}$ $\text{incl}_{disk} = 58^\circ \pm 0.5^\circ$ $\text{PA}_{disk} = 135^\circ \pm 0.5^\circ$
$\text{FWHM}_2 = 22 \pm 0.1 \text{ mas}$ $\text{incl}_2 = 25^\circ \pm 0.6$ $\text{PA}_2 = 54^\circ \pm 1.2^\circ$	$\text{FWHM} = 22 \pm 2.2 \text{ mas}$ $b = 0.9 \pm 0.01$ $T \sim r^{-0.23 \pm 0.04}$
$F_1/F_2 = 0.42 \pm 0.01$	$F_1/F_2 = 0.42 \pm 0.04$

была взята температура испарения пыли (1500 K).

На рисунках ниже показаны результаты компонентного моделирования для двух гауссиан (Рис. 13) и гауссианы с диском (Рис. 14) на двух длинах волн в крайних частях диапазона, а также спектральное распределение потоков (в качестве изначального спектрального профиля было взято чернотельное излучение).

### 6.3. Дальнейшие исследования

По имеющимся данным с VLTI/MATISSE о молодом звёздном объекте AFGL 4176 было также произведено восстановление изображения с помощью трёх программных пакетов: EsoRex (алгоритм IRBis), MiRA и SQUEEZE. Однако, на момент подготовки дипломной работы эти алгоритмы дают разные результаты, которые друг с другом не согласуются качественно. Поэтому при работе с данными было отдано предпочтение компонентному анализу с использованием пакета PMOIRE. В дальнейшем предполагается исследование причин полученных результатов и нахождение наилучшего алгоритма восстановления изображения.

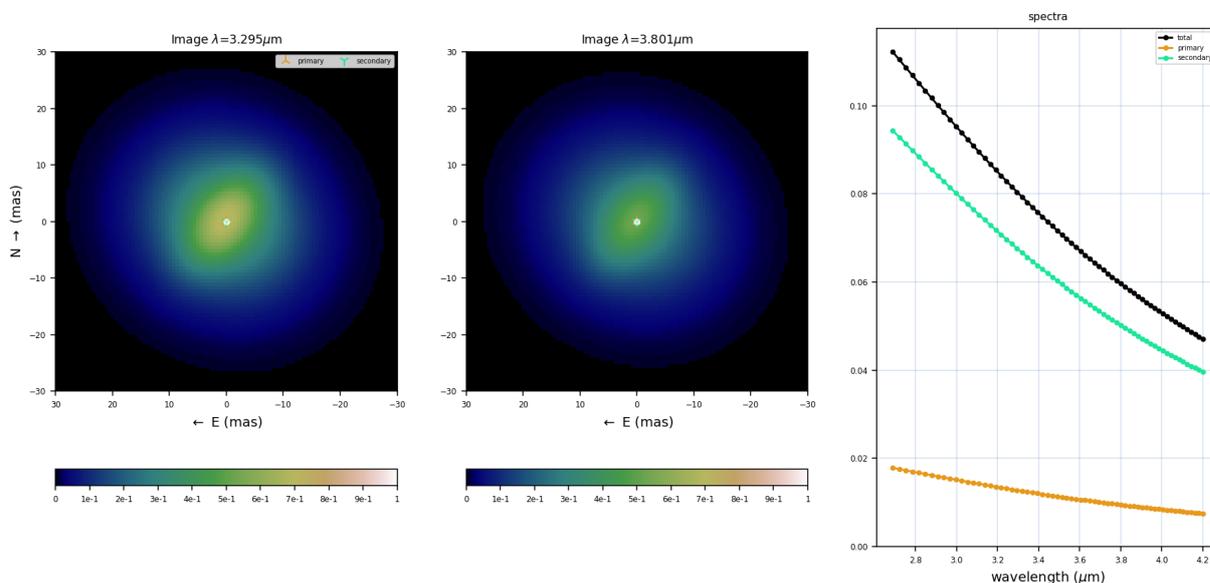


Рис. 13: Слева: результат фитирования моделью с двумя двумерными гауссианами на длинах волн 3.295 мкм и 3.8 мкм. На графике справа показаны относительные значения потоков компонент в диапазоне от 2.8 до 4.2 мкм.

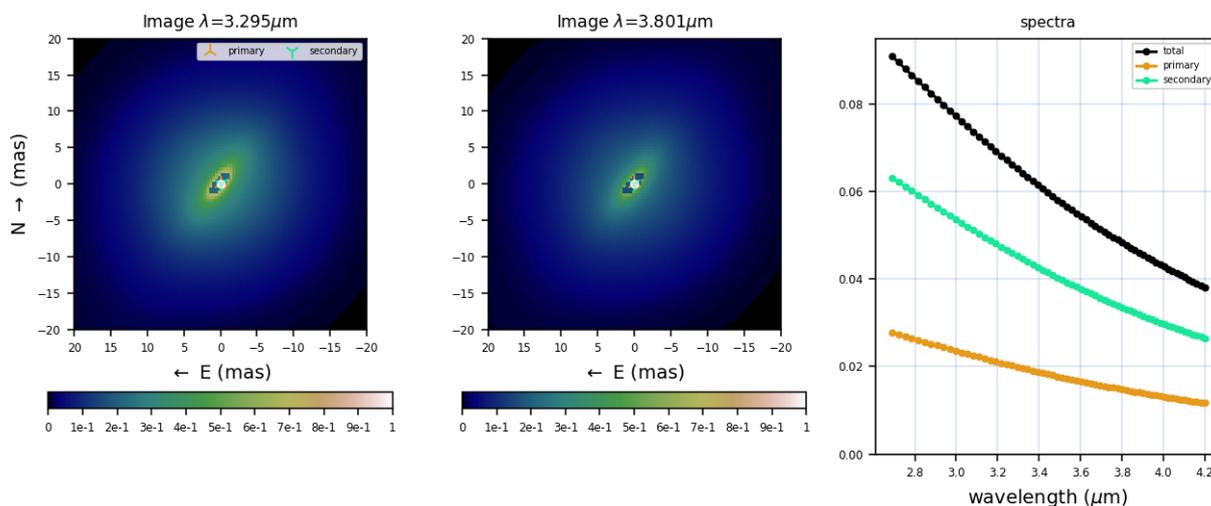


Рис. 14: Слева: результат фитирования моделью с одномерной гауссианой и диском с градиентом температуры на длинах волн 3.295 мкм и 3.8 мкм. На графике справа продемонстрированы относительные значения потоков компонент в диапазоне от 2.8 до 4.2 мкм.

## 7. Заключение

Результатом данной выпускной квалификационной работы стало выполнение следующих задач:

- Произведено ознакомление с принципом работы интегральных полевых спектрографов и интерферометрических инструментов на примере приборов SINFONI и MATISSE.

Для молодого звёздного объекта Th 28:

- С помощью диаграмм Больцмана вычислена температура возбуждения молекулярного водорода. Показано, что значения температуры зависят от межзвёздного поглощения в пределах погрешности.
- По эмиссионным линиям ионизованного железа вычислены значения радиальных скоростей вдоль джета.
- С помощью диаграмм Больцмана и соотношений потоков в линиях железа произведены попытки вычислить межзвёздное поглощение, предложена интерпретация полученных результатов.
- Обнаружено изменение геометрии джета на расстоянии  $0.6$  угл. сек. от центрального источника. Вычислены значения межзвёздного поглощения, радиальных скоростей и столбцовых плотностей.
- Все полученные результаты описаны в работе «Study of the bipolar jet of the YSO Th 28 with the high-resolution VLT/SINFONI camera: I. Jet morphology and H<sub>2</sub> emission» (Melnikov, Boley, Dmitrienko et. al), находящейся на рецензии в A& A.

Для массивного молодого звёздного объекта AFGL 4176:

- Произведён компонентный анализ интерферометрических данных, по результатам моделирования найдены: характеристики протя-

женности компонентов (диаметр диска, fwhm гало гауссиан); относительная толщина диска ( $R_{out} - R_{in} / R_{out}$ ); углы наклона и позиционные углы компонент; градиент температуры диска.

## 8. Благодарности

Используемые в работе наблюдательные данные получены при помощи инструментов SINFONI и MATISSE массива телескопов VLT Европейской южной обсерватории. Проведение исследования поддержано за счёт гранта Российского научного фонда № 18-72-10132.

Автор работы выражает признательность: научному руководителю Полу Эндрю Боли за руководство над дипломным проектом и безоговорочную помощь и поддержку в процессе работы; коллективу лаборатории фундаментальных и прикладных исследований релятивистских объектов Вселенной и лично Станиславу Юрьевичу Мельникову, Валерии Александровне Фроловой, Алексею Сергеевичу Никонову, Вячеславу Сергеевичу Грицаенко, Александре Андреевне Маслаковой и Алексею Вячеславовичу Дьяченко за поддержку, ценные советы, обсуждения идей и технических вопросов проекта; рецензентке Марии Сергеевне Кирсановой за ценные замечания к тексту диплома.

## Список литературы

- [1] Hans Zinnecker, Harold W. Yorke. Toward Understanding Massive Star Formation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 45, 2007.
- [2] Christopher F. McKee, Theory of Star Formation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol.45, 2007.
- [3] Francesco Palla, Steven W. Stahler. The Pre-Main-Sequence Evolution of Intermediate-Mass Stars. *The Astrophysical Journal*, v.418, p.414, 1993.
- [4] Mark R. Krumholz. Notes on Star Formation. *The Open Astrophysics Bookshelf*, 2016.
- [5] П.П.Петров, Спектральные исследования звезд типа Т Тельца. *Кинематика и физика небесных тел*, т.26, №4, 2010.
- [6] Paul A. Crowther et al. The R136 star cluster hosts several stars whose individual masses greatly exceed the accepted  $150 M_{\odot}$  stellar mass limit. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 408, p. 731-751, 2010.
- [7] Wolfire M.G., Cassinelli J.P. Conditions for the formation of massive stars. *The Astrophysical Journal*, vol. 319, p. 850-867, 1987.
- [8] Canto J., Raga A.C. Mixing layers in stellar outflows. *The Astrophysical Journal*, vol. 372, p. 646-658, 1991.
- [9] Cabrit S., Raga A., Gueth F. Models of Bipolar Molecular Outflows, Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars. *IAU Symposium No. 182*, p.163-180, 1997.
- [10] Li Zhi-Yun, Shu Frank H. Magnetized Singular Isothermal Toroids, *Astrophysical Journal*, v.472, p.211, 1996.

- [11] Christopher F. McKee, Jonathan C. Tan. The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *The Astrophysical Journal*, 585:850-871, 2003.
- [12] Arce H. G., Shepherd D., Gueth F. et al. Protostars and Planets V, 2007.
- [13] L. Wolniewicz, I. Simbotin, and A. Dalgarno. Quadrupole Transition Probabilities for the Excited Rovibrational States of  $H_2$ , *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 115, p. 293-313, 2001.
- [14] Black John H., van Dishoeck Ewine F. Fluorescent excitation of interstellar  $H_2$ . *The Astrophysical Journal*, vol. 322, p. 412-449, 1987.
- [15] Eisenhauer F. et al. SINFONI – Integral field spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT. *Proceedings of SPIE*, vol. 4841, p.1548-1561, 2003.
- [16] Mortier A., Oliveira I. Spectroscopic properties of young stellar objects in the Lupus molecular clouds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 418, p. 1194–1207, 2011.
- [17] Comerón F., Fernandez M. High-resolution visible spectroscopy of the jet-driving star Th 28. *Astronomy & Astrophysics*, 511, A10, 2010.
- [18] Galli et al. A kinematic study and membership analysis of the Lupus star-forming region. *Astronomy & Astrophysics*, 558, A77, 2013.
- [19] Bonnet, H. et al. First light of SINFONI at the VLT. *The ESO Messenger*, vol.117, p.17, 2004.
- [20] Louvet F., Dougados C., Cabrit S et al. ALMA observations of the Th 28 protostellar disk - A new example of counter-rotation between disk and optical jet. *Astronomy & Astrophysics*, 596, A88, 2016.

- [21] Coffey D. et al. Further Indications of Jet Rotation in New Ultraviolet and Optical Hubble Space Telescope STIS Spectra. *The Astrophysical Journal*, vol.663, p.350-364, 2007.
- [22] Johnston K. G. et al. A Keplerian-like Disk around the Forming O-type Star AFGL 4176. *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 813, L19, 2015.
- [23] Phillips C. et al. Methanol masers and their environment at high resolution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol.30, p.1131-1157, 1998.
- [24] Caratti o Garatti, D. Froebrich et al. Molecular jets driven by high-mass protostars: a detailed study of the IRAS 20126+4104 jet. *Astronomy & Astrophysics*, vol. 485, p. 137–152, 2008.
- [25] Соболев А.М. Молекулы в истечениях из массивных молодых звездных объектов. *Физика Космоса: труды 36-й Международной студенческой научной конференции*, с.128-138, 2007.
- [26] Зинченко И.И. Диски и биполярные истечения в областях образования массивных звезд. *Физика Космоса: труды 46-й Международной студенческой научной конференции*, с.66-75, 2017.