Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики Кафедра фундаментальных взаимодействий и космологии

**Направление подготовки / специальность:** 03.03.01 Прикладные математика и физика (бакалавриат)

**Направленность (профиль) подготовки:** Физика атомного ядра, элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий

### ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИСТЕЧЕНИЙ ИЗ МАССИВНОГО МОЛОДОГО ЗВЕЗДНОГО ОБЪЕКТА G192.16-3.82

(бакалаврская работа)

Студент: Дмитриенко Надежда Сергеевна

(подпись студента)

Научный руководитель: Боли Пол Эндрю,

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2019

# Содержание

1	Вве	эдение	2		
2	Формирование массивных звёзд				
3	Аккреция и истечения				
	3.1	Монолитный коллапс (Monolithic collapse)	7		
	3.2	Конкурентная аккреция (Competitive accretion)	8		
	3.3	Механизмы образования истечений	9		
4	Массивный молодой звёздный объект G192.16-3.82				
	4.1	Новые наблюдения и обработка данных	11		
5	Оценка физических параметров истечения				
	5.1	Лучевые скорости и времена выбросов	15		
	5.2	Асимметрия джета и эпизодичность выбросов	16		
	5.3	Температура возбуждения	18		
6	Зак	слючение	21		
Л	итер	атура	<b>22</b>		

## 1. Введение

Массивные звёзды являются одними из самых влиятельных представителей звёздного населения Галактики. Прежде всего они являются источником тяжелых химических элементов, которые не могут образоваться в маломассивных звёздах. Их мощные звёздные ветры, истечения вещества и сверхновые генерируют турбулентности, влияющие на динамику межзвездной среды и перемешивающие газ в Галактике, что приводит к равномерному распределению химических веществ. Галактические магнитные поля, взаимодействуя с ударными фронтами сверхновых, разгоняют частицы и порождают космические лучи высоких энергий. Совместно с УФ-излучением от массивных звёзд они нагревают межзвездную среду.

Процесс образования массивных звёзд плотно связан с появлением истечений вещества. Эти истечения могут существенно влиять на дальнейшее звездообразование в собственном кластере. Потоки вещества и мощное ионизирующее излучение от рождающегося массивного объекта могут привести к появлению уплотнений в молекулярном облаке, что запустит процесс формирования звезды, но могут также и разрушить уже сформированные конденсации и околозвёздные диски.

Таким образом, массивные звезды во многом определяют строение межзвёздной среды и активно участвуют в процессах звездообразования и планетообразования. Целью данной работы является обзор существующих моделей формирования массивных звёзд и истечений вещества в процессе аккреции, а также обработка и анализ данных о массивном молодом звёздном объекте G192.16-3.82, полученных при помощи телескопа LBT.

## 2. Формирование массивных звёзд

Области формирования массивных звёзд представляют из себя плотные молекулярные облака, непрозрачные в оптическом диапазоне. Поскольку доля массивных звёзд составляет менее 0.5 % от всего звёздного населения, расстояние до них в среднем больше килопарсека. Маркерами, по которым можно определить регион образования массивных звёзд, являются, к примеру, наличие зоны НІІ и мазерного излучения.

Потенциал ионизации самого распространённого в межзвёздной среде элемента – водорода, составляет 13.6 эВ. Длина волны излучения, достаточно энергетичного для ионизации, равна  $\lambda = 912 \stackrel{o}{A}$ . Таким образом, появление зоны НІІ возможно возле наиболее горячих звёзд спектральных классов О и В. Расширяясь, такая зона уплотняет вещество молекулярного облака на своих границах, и таким образом может сама по себе являться инициатором процесса звездообразования.

Космические мазеры как явление возникают в областях с инверсной населённостью уровней. На ранних стадиях массивные OB-звёзды осуществляют накачку среды, переводя молекулы в верхние возбуждённые состояния, что создаёт условия для возникновения мазеров. Потому обычно они являются маркерами областей звездообразования, и возникают либо на периферии плотных газово-пылевых комплексов, либо вблизи зон HII и источников ИК-излучения.

Процесс образования массивных звёзд – это комплексный механизм, в котором можно выделить несколько основных этапов: сжатие и фрагментация, коллапс, аккреция и образование истечений, освобождение окрестностей звезды от родительского облака. Несмотря на десятилетия изучения, до сих пор не существует единой теории протекания каждой из выделенных фаз. Подтверждение существующих моделей зачастую затруднено теми факторами, что массивные звёзды, как было выше сказано, достаточно редки и как следствие находятся на больших расстояниях от нас, а также формируются в

3

непрозрачных во многих диапазонах молекулярных облаках. Конечной целью изучения формирования массивных звёзд должно стать выделение основных эволюционных стадий, через которые объект проходит путь от молекулярного облака до массивной звезды главной последовательности. В обзоре Zinnecker H. и Yorke H.W. (2007) были выделены следующие основные этапы:

- гравитирующее турбулентное облако подвергается фрагментации: сверхзвуковая турбулентность приводит к быстрому сжатию молекулярных сгустков, некоторые из которых оказываются гравитационно связанными. Это создаёт начальные условия для дальнейшего коллапса и образования массивных звёзд. Более подробно это рассмотрено в статьях Mac Low, Klessen (2004); Padoan, Nordlund (2002) и Klessen et al. (2005).
- происходит негомологичный коллапс фрагментированных участков в оптически толстые протозвёздные ядра с начальной массой порядка  $10^{-3} M_{\odot}$
- аккреционный этап: для звёзд малой массы эта фаза заканчивается в тот момент, когда звезда достигает главной последовательности и начинается горение водорода в ядре (Palla, Stahler, 1993). В случае же массивных звёзд этот этап идёт параллельно с начавшимися термоядерными реакциями (Kudritzki, 2002). Около 15% всего времени, которое массивная звезда проведёт на главной последовательности, она будет продолжать набирать свою массу. Подробнее существующие модели аккреции будут рассмотрены в п. 3.
- разрушение родительского облака: молодые массивные звёзды являются источниками сильнейших звёздных ветров, молекулярных потоков и мощного ультрафиолетового излучения. Всё это позволяет очистить окрестности образовавшейся звезды от остатков исходного молекулярного облака.

### 3. Аккреция и истечения

Аккреционные диски играют важнейшую роль в процессе формирования звезды: прежде всего, они снабжают зарождающуюся звезду веществом для набора массы; они же являются двигателем, приводящим в движение механизм энергетичных полярных истечений материала с поверхности звезды, которые уносят часть углового момента; на самых поздних стадиях формирования остатки аккреционного диска могут служить строительным материалом для создания планетарной системы вокруг образовавшейся звезды. И как и многие другие аспекты, связанные с формированием массивных звёзд, аккреционная фаза требует своего детального изучения.

Главное отличие между процессами формирования маломассивных и массивных звёзд возникает из-за того, что для звёзд малой массы время Кельвина-Гельмгольца  $t_{KH}$  (время излучения гравитационной энергии) меньше характерного времени аккреции  $t_{acc}$ , и потому к моменту выхода на главную последовательность эти звёзды уже завершили набор массы. В то время как для массивных звёзд выполняется соотношение  $t_{acc} > t_{KH}$ , из-за чего часть своей массы такие звезды приобретают уже будучи на главной последовательности. Это позволяет нам определиться с параметрами рассматриваемых объектов и дать некоторую количественную характеристику термина «массивная звезда».

Как видно на рис.1, к моменту выхода на главную последовательность у звёзд с массой больше 8-ми солнечных масс всё ещё присутствует аккреция вещества. Уже будучи на главной последовательности, массивная звезда проводит в родительском облаке примерно 15% своей жизни (Churchwell, 2002).

Таким образом, за отправную точку мы берём объекты с массой  $M > 8M_{\odot}$ . Поскольку массивные звёзды рождаются в очень плотных, непрозрачных во многих диапазонах облаках, в огромном количестве случаев невозможно точно установить, начались ли термоядерные реакции или объект всё ещё является протозвездой. Потому

5



Рис. 1: Различия в определении маломассивных и массивных звёзд. Источник: High-mass star formation, P. Schilke (2016)

во избежание некорректности будем использовать более нейтральный к термоядерным реакциям термин «звёздный объект».

Поскольку ядерные реакции в рождающейся массивной звезде начинаются ещё в процессе накопления массы, возникает вопрос: как влияет на аккрецию излучение только что сформировавшейся звезды?

Wolfire & Cassinelli (1987) показали, что при рассмотрении сферической аккреции максимальная масса, которую может набрать звезда, не превышает  $10-40M_{\odot}$ . Излучение более массивной звезды должно останавливать аккрецию такого типа. Но во Вселенной, как известно, мы наблюдаем звёзды гораздо больших масс. Это приводит нас к рассмотрению иных механизмов формирования, позволяющих обходить это ограничение.

Излучение останавливает набор массы, поскольку оно изотропно, а сферическое сжатие симметрично со всех сторон. Поэтому естественной идеей стал отказ от сферической аккреции. При наличии у молекулярного облака ненулевого углового момента, вещество образует диск вокруг центрального объекта. Излучение при этом выходит через полюса. Более подробно этот вопрос был исследован в статье Yorke, Sonnhalter (2002). Подобная дисковая аккреция может возникать в результате нескольких сценариев, которые будут рассмотрены далее.

### **3.1.** Монолитный коллапс (Monolithic collapse)

Суть модели монолитного коллапса (прим: в англоязычной литературе также встречается термин «core accretion») состоит в том, что все звёзды (и малых и больших масс), образуются посредством нисходящего процесса фрагментации, в результате которого исходное молекулярное облако распадается на всё меньшие и меньшие части в результате влияния турбулентностей, магнитных полей и гравитации. Этот процесс продолжается вплоть до образования объекта, называемого ядром, которое уже не претерпевает какой-либо значительной внутренней фрагментации. Таким образом, ядро представляет собой объект, из которого формируется отдельная звезда или гравитационно связанная звёздная система (к примеру, двойная), а масса этого ядра определяет резервуар массы, доступный для формирования такой системы. Поэтому массивная звезда должна образоваться из массивного ядра (McKee, Tan 2002).

По сути, в модели монолитного коллапса образование массивных звёзд – это отмасштабированный процесс образования маломассивных звёзд. Единственная проблема, которая особенно важна при рассмотрении этой модели, заключается в том, каким именно образом массивная звезда – объект, который потенциально имеет сотни джинсовских масс, может образовываться путём прямого коллапса. Почему процесс фрагментации не всегда продолжается вплоть до объектов, которые имеют единичную джинсовскую массу? Однако же, гидродинамические моделирования монолитного коллапса показывают именно такое поведение (Dobbs и др. 2005).

7

### 3.2. Конкурентная аккреция (Competitive accretion)

В данной модели рассматривается формирование массивных звёзд в скоплении. На рис. 2 процесс показан схематично: каждый сгусток накапливает материал отдельно, но поскольку больший гравитационный потенциал находится в центре скопления, он постепенно начинает взаимодействовать с соседними звёздами, забирая массу у них, и происходит так называемая аккреция Бонди-Хойла (аккреция на движущуюся массу). Таким образом массивная протозвезда набирает массу, двигаясь через скопление и собирая вещество, которое изначально принадлежало соседним молекулярным облакам.



Рис. 2: Гравитационный потенциал кластера обусловлен как протозвёздами, так и межзвёздным веществом. Газ движется к точке наибольшего значения потенциала. Иллюстрация: Paul Clark

Случаи обнаружения изолированных массивных звёзд или звёзд на границе скопления рассматриваются в рамках данной модели как возникновение сбежавших звёзд (runaway stars), что только подтверждает гипотезу о значительном гравитационном взаимодействии звёзд в кластере, поскольку в областях формирования маломассивных звёзд это явление практически отсутствует.

Гравитационное взаимодействие протозвёзд в таком скоплении может привести к столкновениям между звёздами, что также может рассматриваться как один из вариантов образования массивных звёзд.

#### 3.3. Механизмы образования истечений

Формирующаяся звезда спектрального класса В  $(L_{bol} \sim 10^4 L_{\odot})$  достигает главной последовательности за  $5-9 \times 10^4$  лет, продолжая аккрецировать. Продолжительность аккреционной фазы примерно равна продолжительности у маломассивных звёзд, то есть  $5-10 \times 10^5$  лет (Arce H. G., Shepherd D., Gueth F. и др. 2006). Аккреционные диски отдельных формирующихся звёзд – довольно небольшие по масштабам структуры (их радиус может достигать по порядку всего сотни астрономических единиц), и обычно их довольно сложно обнаружить. В то время как неизменный спутник процесса аккреции – истечения и выбросы вещества, которые могут простираться на расстояния до нескольких парсек, являются своеобразным маркером – косвенным признаком наличия аккреции. Существующие модели формирования истечений можно разделить на несколько основных классов (Cabrit et al., 1997):

- истечения с широким углом раскрытия
- головные ударные волны джетов
- турбулентные потоки на боковых границах джетов
- циркуляции

Истечения с широким углом раскрытия зачастую объясняются моделью мощного звёздного ветра, ускоряющим вещество молекулярного облака (Li Z., Shu F.H., 1996). Две следующие модели предсказывают формирование биполярных потоков через ускорение газа быстрыми джетами в аккреционных дисках (Canto J., Raga A.C., 1991; Chernin L.M., Masson C.R., 1995; Mac Low M.-M., Elitzur M., 1994). Последняя модель рассматривает образование истечений как результат воздействия магнитогидродинамических сил на падающее на звезду вещество. Стоит отметить, что модели не являются взаимоисключающими, и в зависимости от случая реализоваться может сразу несколько из них.

# 4. Массивный молодой звёздный объект G192.16-3.82

G192.16-3.82 (G192) расположен на расстоянии около  $1.52 \pm 0.08$  кпк (Shiozaki S., Hiroshi I., 2011) и имеет светимость L ~ 2400  $L_{\odot}$ , что говорит о наличии звезды раннего спектрального класса В. Одни из самых ранних работ, посвящённых этому объекту, касаются прежде всего открытия связанных с ним объектов Хербига-Аро (HH 396/397) размером около 10-ти парсек, что делает данное истечение одним из самых протяжённых в галактике Млечный Путь.

В работе Devine D., Bally J. 1999-го года подробно рассматривается эта структура в линиях излучения  $H_{\alpha}$ , 2.12 мкм  $H_2$ , H, 1.64 мкм [S II] и широком фильтре  $K_s$ . Сообщается также об обнаружении ультракомпактного HII региона, что, как упоминалось ранее, является маркером процесса образования массивных звёзд. Помимо этого, существует работа 2011-го года (Shiozaki S., Imai H. и др.) по исследованию движения водяных мазеров в данном регионе, уточнившая расстояние до G192, а также 20-ти летние исследования мазеров в том числе в данной области (Felli M., Braud J. и др., 2007).

G192 – один из немногих массивных молодых звёздных объектов, для которых было установлено наличие аккреционного диска по размерам схожего с размерами солнечной системы. Обычно об аккреции можно судить лишь по косвенным признакам, таким как наличие у объекта истечений, которые могут простираться на расстояния до нескольких парсек, и обнаружить которые довольно легко, а сами диски, не являющиеся столь масштабными объектами, при этом скрыты за непрозрачными плотными молекулярными оболочками.

Маломасштабный диск у G192 был впервые обнаружен обсерваторией NRAO при помощи наблюдений РСДБ на радиоинтерферометре VLBA и представлен в работе авторов Shepherd D.S., Claussen M.J., Kurtz S.E. 2001-го года. Наблюдения велись в 7 мм континууме, а модель, составленная на основе полученных данных, указывает на наличие двойной протозвёздной системы. Одна из протозвёзд, названная в работе G192 S1, имеет массу примерно в 8-10 раз превышающую массу Солнца. Этот объект окружён аккреционным диском диаметром 130 астрономических единиц, масса диска по порядку совпадает с массой протозвезды. Создаваемые системой «диск – G192 S1» истечения вещества представляют собой истечения с широким углом раскрытия (около 40°). Звезда-компаньон G192 S2 расположена в 80-ти астрономических единицах к северу от G192 S1.

### 4.1. Новые наблюдения и обработка данных

Данные, используемые в этой работе, представляют из себя наблюдения массивного молодого звёздного объекта G192 с высоким



Рис. 3: Прямые снимки: фильтр  $H_2$  (верхний) и  $H_2$  за вычетом  $K_s$  (нижний). Линией показано расположение щели спектрографа

разрешением в ближнем инфракрасном диапазоне. Они были получены при помощи телескопа LBT в период с 2015-го по 2017-ый год

по заявке Н. Linz (MPIA, Германия). При помощи установленного на телескопе приборе LUCI1 были получены прямые снимки в широком фильтре  $K_S$ , и узких  $H_2$  и  $Br_{\gamma}$ . Изображение в фильтре  $K_S$  является комбинацией 58-ми кадров по 3 секунды каждый с итоговым временем экспозиции 174 секунды. Для  $H_2$  и  $Br_{\gamma}$  использовалось 72 и 39 снимков по 6 секунд соответственно, что дало суммарное время накопления 432 с для  $H_2$  и 234 с для  $Br_{\gamma}$ .

Для дальнейшего изучения полезно подробнее рассмотреть морфологию исследуемой области. На Рис. 3 показан регион G192 в фильтре  $H_2$  и  $H_2 - K_s$  вверху и внизу соответственно. После вычитания фильтра  $K_s$  стала видна протяженная структура в виде нескольких узлов с излучением в спектральной линии молекулярного водорода. Эти узлы являются частью истечения, движущегося в двух направлениях: на восток и на запад от центрального объекта. Для наглядности они выделены на Рис. 4. Сгустки в западной части ком-



Рис. 4: Прямой снимок в фильтре  $H_2 - K_s$ . Окружностями выделены истечения молекулярного водорода

плекса расположены почти вдоль прямой линии, что делает возможным их исследование при помощи спектрографа с длинной щелью. По всей видимости, данные выбросы являются эпизодическими. Период и природа такого явления будет обсуждаться далее. К востоку от центрального объекта расположены несколько сгустков, формирующих истечение с широким углом раскрытия. В целом ориентация выбросов совпадает с изученными в статье Shepherd D.S., Kurtz S.E. истечениями в линиях углекислого газа и на длинах волн 2.6 мм, 7 мм, 2.6 см.

На Рис. 5 изображён пример необработанного спектра с прибора LUCI1. Линии спектра искривлены, ярче всего на нём заметны линии неба. Чтобы выделить на спектре необходимые нам физические объекты (молекулярное облако и истечения), была проведена обработка в программном пакете IRAF по следующим этапам:



Рис. 5: Исходный двумерный спектр: помимо интересующих нас объектов присутствуют линии неба и горячие пиксели, спектр искривлён

- прежде всего, функцией identify была задана шкала длин волн. В качестве калибровочных длин волн использовались линии неба в микрометровом диапазоне, представленные в работе P.Rousselot и др., 2000.
- после построения дисперсионной кривой и аппроксимации шкалы длин волн на весь кадр функцией reidentify, было проведено исправление геометрических искажений спектра инструментами fitcoords и transform.
- следующий этап вычитание линий неба, для чего использовалась функция background пакета twodspec.longslit.

• завершающий этап – удаление горячих пикселей, был сделан при помощи метода сигма-клиппинг.

На Рис. 6 представлен двумерный спектр объекта, над которым была произведена стандартная обработка, включающая в себя выпрямление кадра, вычитание линий неба, очищение от горячих пикселей и артефактов, калибровка по длине волны и применение плоского поля.



Рис. 6: Двумерный спектр: чётко видно излучение на длинах волн 2.12 мкм, 2.22 мкм и 2.23 мкм.

Для получения двумерного спектра щель спектрографа была расположена вдоль западных узлов истечения как показано на Рис. 3. Яркая горизонтальная линия является спектром опорной звезды, прямо под ней – спектр исследуемой туманности. Самая яркая эмиссия наблюдается в следующих переходах между энергетическими уровнями: (1 - 0) S(1) (2.12 мкм), (1 - 0) S(0) (2.22 мкм), и (2 - 1) S(0)(2.24 мкм) молекулярного водорода. На длине волны  $Br_{\gamma}$  эмиссия неотличима от шума.

Континуум туманности имеет свою внутреннюю структуру: при детальном рассмотрении выделяются две ярчайшие части, расстояние между которыми примерно 4000 астрономических единиц.

# 5. Оценка физических параметров истечения

### 5.1. Лучевые скорости и времена выбросов

Каждый западный узел имеет спектральную компоненту, смещённую в красную сторону спектра относительно центрального источника. Это означает, что эти сгустки движутся в противоположное от нас направление. Используя эти красные смещения, были высчитаны лучевые скорости для каждого узла в системе LSR, учитывающее собственное движение Земли. Распределение скоростей вдоль щели



Рис. 7: *Распределение лучевых скоростей вдоль координаты. Вверху* по горизонтали: время выбросов сгустков

показано на Рис. 6. За точку отсчёта координаты берётся расопложение центрального протяжённого источника, все узлы с красным смещением расположены слева от него, и единственный смещённый в голубую часть спектра узел находится слева. Ошибка определения скорости мала и составляет менее 1% в каждой точке.

Предполагая скорости сгустков постоянными, можно получить примерную оценку для времени, когда произошёл каждый из выбросов. В случае узла НН 396 NIR-1 оно равно 590 лет, для НН 396 NIR-2 810 лет и для самого дальнего смещённого в красную сторону узла НН 396 NIR-4 это 2460 лет, хотя вероятнее всего этот выброс был выпущен с большей скоростью, но замедлился в результате взаимодействия с окружающим веществом. То же можно предположить и в случае единственного смещённого в голубую часть спектра узла НН 397 NIR-1 – вероятно, в его случае оценка времени (4000 лет) не верна, поскольку истекает он в более плотную область и почти моментально сбрасывает скорость. Возникшая асимметрия скоростей будет обсуждаться в следующем разделе.

Таким образом, собственное движение узлов составляет около 0.25 пикс/год, и используя тот же инструмент с разрешением 0.1178 угл.сек/пикс, видимые изменения в расположении узлов проявятся через 10 лет.

### 5.2. Асимметрия джета и эпизодичность выбросов

Современные модели, описывающие образование истечений от звёздных объектов в результате аккреции, предсказывают, что истечения должны быть биполярными, то есть симметричными. Однако в наблюдательных данных порой выделяется асимметрия в некоторых характеристиках джетов (к примеру, в яркости и в скорости, либо же вовсе в наличии второго луча). Разницу в яркости списывали на возможный наклон джета и существование аккреционного диска: при такой геометрии удаляющаяся от нас струя джета будет скрыта частью диска, а приближающаяся будет казаться ярче. Однако появились наблюдения, в которых джеты лежат почти в плоскости наблюдения, и тем не менее всё равно наблюдается асимметрия. В этом случае, особенно если объект погружен в родительское облако, асимметрия джета может свидетельствовать о неравномерном распределении плотности вещества в структуре молекулярного облака, либо же о том, что наблюдаемый объект образовался на его границе. В таком случае одна из струй джета беспрепятственно проходит огромные расстояния, в то время как вторая снижает свою скорость при столкновении с окружающим веществом, что приводит к асимметрии в наблюдаемых характеристиках.



Рис. 8: Слева направо: (1) прямой снимок с указанием расположения источника и щели спектрографа в фильтре K; (2) в фильтре  $H_2-K$ ; (3), (4), (5) диаграммы «позиция-скорость» на разных длинах волн

Что касается нашего объекта, на данный момент существуют различные оценки угла наклона диска, варьирующиеся от 50° до 70°. На Рис. 8 изображены прямые снимки, на которых достаточно чётко видно, что истечения представляют собой узкоколмированные эпизодические выбросы. Здесь же представлены диаграммы «позицияскорость» для трёх линий излучения, на которых выявлена асимметрия джета. Вероятнее всего, она возникает в результате вышеуказанных причин, таких как неравномерность плотности молекулярного облака.

Эпизодические выбросы из молодых звёздных объектов были ранее известны как вспышки аккреции (феномен звёзд FU Orionis), сопровождающиеся увеличением яркости объекта. Однако исследование явления в случае массивных объектов началось совсем недавно. В частности, недавняя работа 2016-го года авторов D. M.-A. Meyer, E. I. Vorobyov, R. Kuiper, и W. Kley посвящена численному моделированию такого явления в случае массивного объекта. Они показали, что, если аккреционный диск имеет сильно неоднородную фрагментарную структуру, то это может приводить к эпизодической аккреции и возникновению вспышек и выбросов вещества.

### 5.3. Температура возбуждения

Предполагая, что газ в наблюдаемой области близок к локальному термодинамическому равновесию, при помощи распределения Больцмана была оценена средняя температура возбуждения. Столбцовая плотность может быть выражена следующим образом:

$$N_J = \frac{2\pi F_J \lambda_J}{A_J hc},$$

где  $F_J$ ,  $\lambda_J$  и  $A_J$  соответственно плотность потока, длина волны линии перехода и коэффициент Эйнштейна вероятности перехода. Поскольку изучаемых данных недостаточно для калибровки потока, абсолютное значение столбцовой плотности не может быть вычислено. Однако из вида распределения Больцмана ясно, что для оценки температуры требуется только отношение потоков, а не их абсолютные величины, поскольку она является обратным коэффициентом пропорциональности между логарифмом столбцовой плотности и энергией уровня:

$$\ln \frac{N_J}{g_J} \propto \frac{E_J}{T},$$

где  $g_J, E_J$  и T есть статистический вес, энергия верхнего уровня и

температура возбуждения соответственно. Все используемые значения указаны в Таблице 1. В качестве источников были взяты следующие материалы: коэффициенты Эйнштейна вероятности перехода  $A_J$  (Wolniewicz L., Simbotin I., Dalgarno A., 1997), энергии уровней  $E_J$  (Black J.H., van Dishoeck E.F., 1987).

Таблица 1: Измерительные характеристики

Линия	$\lambda_J,$ MKM	$A_J, 10^{-7} \cdot c^{-1}$	$g_J$	$E_J, cm^{-1}$
1 - 0 S(1)	2.1212544	2.08	7	4831.41
1 - 0 S(0)	2.2226833	2.9	5	4497.82
2 - 1 S(1)	2.2471	3.17	7	8722.70



Рис. 9: Зависимость логарифма столбцовой плотности молекулы водорода от энергии уровня для определения средней температуры возбуждения

На Рис. 9 показана зависимость логарифма столбцовой плотности молекулы водорода от энергии уровня. Поскольку абсолютная калибровка потока нам неизвестна, ошибка на её определение взята приблизительно равной 10%. Вычисляя коэффициент наклона, получаем температуру возбуждения вблизи центрального источника  $T = 2600 \pm 500 \ K.$ 

# 6. Заключение

Данная работа основывалась на наблюдательных данных, полученных на телескопе LBT. Весь наблюдательный материал был подвергнут стандартной обработке (выпрямление кадра, вычитание линий неба, очищение от горячих пикселей и артефактов, калибровка по длине волны и применение плоского поля).

На обработанных спектрах были выделены узлы истечений, по смещению спектральных линий были вычислены лучевые скорости узлов: значения лежат в районе 70 - 130 км/с. Также оценены примерные времена вспышек аккреции.

На диаграмме «позиция-скорость» была выявлена асимметрия в скоростях лучей джета, рассмотрены возможные причины её возникновения. Наиболее вероятной картиной выступает неравномерное распределение плотности вещества в окружающем молодую звезду молекулярном облаке.

Оценено собственное движение узлов истечений, сделаны предположения об оптимальном времени для новых наблюдений. В дальнейших планах работы предполагается проведение наблюдений при помощи методов спектроскопии интегрального поля, поскольку изучаемый в данной работе материал получен при помощи только одной щели и мало что может сказать о структуре области звездообразования в целом.

При помощи распределения Больцмана была оценена температура возбуждения молекулярного водорода вблизи центрального источника:  $T = 2600 \pm 500 \ K$ .

## Список литературы

- Hans Zinnecker, Harold W. Yorke Toward Understanding Massive Star Formation, ARAA, vol. 45 (2007).
- [2] Francesco Palla, Steven W. Stahler The Pre-Main-Sequence Evolution of Intermediate-Mass Stars, ApJ, v.418, p.414 (1993).
- [3] Churchwell Ed Ultra-Compact HII Regions and Massive Star Formation, ARAA vol. 40, p. 27-62 (2002).
- [4] Wolfire, Mark G., Cassinelli, Joseph P. Conditions for the formation of massive stars, ApJ, vol. 319, p. 850-867 (1987).
- [5] Harold W. Yorke, Cordula Sonnhalter On the Formation of Massive Stars, ApJ, 569:846-862 (2002).
- [6] Christopher F. McKee, Jonathan C. Tan The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores, ApJ, 585:850-871 (2003).
- [7] Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. Protostars and Planets V (2007).
- [8] Cabrit, S., Raga, A., Gueth, F. Models of Bipolar Molecular Outflows, Herbig-Haro Flows and the Birth of Stars; IAU Symposium No. 182, Academic Publishers, p. 163-180 (1997).
- [9] Li, Zhi-Yun, Shu, Frank H. Magnetized Singular Isothermal Toroids, ApJ, v.472, p.211 (1996).
- [10] Canto J., Raga A.C., 1991 Mixing layers in stellar outflows, vol. 372,
  p. 646-658 (1991).
- [11] Satoshi Shiozaki, Hiroshi Imai et al. H2O maser motions and the distance of the star forming region G192.16-3.84, arXiv:1109.2387 (2011).

- [12] Devine David, Bally John et al. A Giant Herbig-Haro Flow from a Massive Young Star in G192.16-3.82, AJ, 117:2919-2930 (1999).
- [13] M. Felli, J. Brand et al. Water maser variability over 20 years in a large sample of star-forming regions: the complete database, arXiv:0710.0790 (2007).
- [14] Shepherd D.S., Claussen M.J., Kurtz S.E. Evidence for a solar system-size accretion disk around the massive protostar G192.16-3.82., Science (2001).
- [15] D. M. -A. Meyer, E.I. Vorobyov et al. On the existence of accretiondriven bursts in massive star formation, arXiv:1609.03402 (2016).
- [16] L. Wolniewicz1, I. Simbotin2, and A. Dalgarno Quadrupole Transition Probabilities for the Excited Rovibrational States of  $H_2$ , ApJS, (2001).
- [17] Black John H., van Dishoeck Ewine F. Fluorescent excitation of interstellar H<sub>2</sub> vol. 322, p. 412-449 (1987).
- [18] И.И. Зинченко Диски и биполярные истечения в областях образования массивных звёзд.
- [19] A. Caratti o Garatti, D. Froebrich et al. Molecular jets driven by high-mass protostars: a detailed study of the IRAS 20126+4104 jet, AA 485, 137–152 (2008).
- [20] А.М. Соболев Молекулы в истечениях из массивных молодых звездных объектов (2006).