

УДК 524.52-14:524.3-52

## ОРТИМУС — ОБЗОР ОБЛАСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД В ОПТИЧЕСКОМ, ИНФРАКРАСНОМ И МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ

© 2026 М. С. Кирсанова<sup>1\*</sup>, А. В. Моисеев<sup>2,3</sup>,  
А. М. Татарников<sup>3</sup>, А. С. Гусев<sup>3</sup>, А. Д. Яровава<sup>3</sup>, Д. З. Вибе<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии Российской академии наук, Москва, 119017 Россия

<sup>2</sup>Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Нижний Архыз, 369167 Россия

<sup>3</sup>Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 2025 года; после доработки 24 февраля 2026 года;  
принята к публикации 26 февраля 2026 года

В работе дается описание научных целей и задач обзора областей образования массивных звезд в оптическом, инфракрасном и миллиметровом диапазонах ОРТИМУС (OPTical, Infrared, Millimeter survey of massive star-forming regions). Обзор направлен на формирование комплексного описания многокомпонентной и структурно сложной межзвездной среды в окрестностях молодых массивных звезд, объединяющего как наблюдательные, так и теоретические аспекты. На основе многодиапазонных наблюдательных данных будет реконструирована пространственная структура и установлены физические параметры областей H II, фотодиссоциационных областей и окружающих их молекулярных облаков. В работе описаны наблюдательные данные, полученные на телескопах БТА и Цейсс-1000 САО РАН, 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ и 20-м телескопе обсерватории Онсала.

Ключевые слова: обзоры — галактики: звездообразование — ISM: области H II

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Плотная фаза межзвездной среды (МЗС) в галактиках представлена газопылевыми облаками сложной формы, характерные плотности и температуры которых варьируются в широком диапазоне. Звезды и межзвездная среда непрерывно взаимодействуют друг с другом, что приводит к разнообразным эффектам — от регулирования темпа звездообразования в галактиках до вариаций состава ледяных мантий пылинок в протопланетных дисках. Определяющий вклад в физику МЗС вносят массивные звезды, которые, несмотря на свою немногочисленность, воздействуют на нее посредством звездного ветра, вспышек сверхновых, а также мощного ультрафиолетового (УФ) и рентгеновского излучения (см., например, обзор Zinnecker and Yorke, 2007). Наиболее наглядно воздействие массивных звезд на МЗС проявляется в оптическом диапазоне по излучению в линии H $\alpha$  областей ионизованного водорода (H II), обнаруженных в большом количестве в плоскости Галактики в ходе обзоров всего неба (например, Gaustad et al., 2001 и Drew et al., 2005).

Теория, зародившаяся еще в середине XX века, показывает, что ударные волны, связанные с расширением областей H II, сжимают нейтральный межзвездный газ и пыль, собирая их в плотные молекулярные оболочки, распространяющиеся по МЗС (см. Spitzer, 1978). Сжатие диффузного газа пересекающимися ударными волнами в МЗС может стимулировать формирование плотных волокон, служащих впоследствии местом рождения звезд (см., например, Elmegreen and Lada, 1977; Hosokawa and Inutsuka, 2005). С другой стороны, волокна в молекулярных облаках со звездообразованием могут разрушаться под воздействием ударных волн и УФ-излучения массивных звезд.

В окрестностях молодых массивных звезд, которые еще не полностью освободились от газа родительских молекулярных облаков, наблюдается большое разнообразие состояний ионизации вещества, физических условий и скоростей. Это иллюстрируется всей совокупностью наблюдательных данных в широком спектральном диапазоне — от радио до ультрафиолета. Например, молекулярный газ наблюдается в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах (Sternberg et al., 2014), пыль — в инфракрасном (ИК) (André et al., 2010),

\*E-mail: kirsanova@inasan.ru

ионизованный газ — в радио и оптике (Osterbrock and Ferland, 2006), атомарный водород — на длине волны 21 см.

Современные обзоры всего неба в линии  $\text{H}\alpha$  показывают, что УФ-излучение массивных звезд повсеместно проникает сквозь неоднородности в межзвездных газопылевых облаках и ионизует вещество не только на их поверхностях, но и в более глубоких слоях. Спектральные линии атомарных ионов позволяют определять такие характеристики областей  $\text{H II}$ , как концентрация газа и температура, а также тип и свойства ионизирующего воздействия, которым может быть как УФ-излучение массивной звезды, так и звездный ветер или ударные волны. Несмотря на значительное разнообразие спектральных классов ионизирующих звезд и форм самих туманностей, детально исследована только ближайшая область образования массивных звезд в Орионе и область  $\text{H II}$  вокруг звезд Трапеции (Tielens and Hollenbach, 1985a,b; Tielens et al., 1993; Walmsley et al., 2000; Abel et al., 2004, 2016; O'Dell et al., 2008, 2017; Rezaei Kh. et al., 2020). Подавляющее большинство других областей  $\text{H II}$  изучено лишь фрагментарно. Кроме того, до сих пор остается открытым вопрос о роли расширяющихся областей  $\text{H II}$  в процессе звездообразования в их окрестностях. Не найдено примеров сферических областей  $\text{H II}$ , со всех сторон погруженных в молекулярные оболочки, характеристики которых соответствовали бы классическим теоретическим моделям. Однако теперь, благодаря непрерывно растущему потоку астрономических данных в широком диапазоне длин волн, появляется возможность детально исследовать окрестности молодых массивных звезд и ответить на поставленные выше вопросы.

В будущем планируется запуск российских космических телескопов «Спектр-УФ» (Boyarchuk et al., 2016) и «Миллиметрон» (Novikov et al., 2021; Kardashev et al., 2014; Likhachev and Larchenkova, 2024). С учетом того, что телескоп им. Хаббла к этому времени, скорее всего, прекратит работу, «Спектр-УФ» станет основным действующим спектральным инструментом в УФ-диапазоне, вместе с Китайским космическим обзорным телескопом (Chinese Space Station Survey Telescope, Gong et al., 2026). При этом «Миллиметрон» будет единственным орбитальным инструментом для дальнего инфракрасного (ИК) и субмиллиметрового диапазонов в связи с прекращением работы проекта SOFIA (Reinacher et al., 2018; Witze, 2022) и отказом от реализации проекта SPICA (Roelfsema et al., 2018; Clements et al., 2020). Подготовка научных задач и наблюдательных программ для этих инструментов делает приоритетным изучение структуры и свойств

многокомпонентной МЗС и областей звездообразования. Способность «Спектра-УФ» наблюдать ионизирующее излучение и линии молекул  $\text{H}_2$  в УФ-диапазоне откроет широкие возможности для исследования связи между элементарными процессами и крупномасштабной структурой МЗС. В связи с планируемым запуском «Миллиметрона» особую актуальность приобретают моделирование и наблюдательное исследование излучения в линии  $\text{C II}$  на длине волны 158 мкм, поскольку один из спектральных диапазонов спектрометра высокого разрешения предназначен именно для этой линии (Kirsanova et al., 2025). Высокая яркость излучения в линии  $\text{C II}$  позволяет проводить картирование областей фотодиссоциации (далее — ФДО), что было успешно продемонстрировано телескопом SOFIA (Schneider et al., 2020).

## 2. СТАДИИ РАЗВИТИЯ ОБЛАСТЕЙ $\text{H II}$

Области  $\text{H II}$  являются одним из наиболее доступных для наблюдения проявлений влияния молодых массивных звезд на газ родительских молекулярных облаков, из которых эти звезды сформировались. Ранние теоретические модели областей  $\text{H II}$  предполагали сферическую симметрию, «мгновенное» появление ионизирующего излучения в облаке нейтрального газа и сплошную нейтральную среду, в которой расширение ионизованной области, хотя и замедляется, ограничено лишь временем жизни массивной звезды (Strömgren, 1939; Mathews, 1965; Spitzer, 1978).

Стадии развития областей  $\text{H II}$ , выделяемые в настоящее время во многом благодаря наблюдательным работам, схематично показаны на рис. 1. Если компактные (размер  $d \sim 0.3$  пк) и протяженные ( $d$  составляет несколько пк) области  $\text{H II}$  наблюдаются в оптическом диапазоне, то гипер- и ультракомпактные ( $d \sim 10^{-3}$  и  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  пк соответственно) — только в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах (в континууме или рекомбинационных радиолниях), так как они глубоко погружены в молекулярные облака (см., например, Kurtz, 2005). Из-за малого углового размера сведения о строении и свойствах этих областей получают сегодня из интерферометрических наблюдений на таких инструментах, как ALMA и NOEMA, однако эти данные фрагментарны и требуют проверки на большой выборке объектов. Среди гиперкомпактных областей  $\text{H II}$  подробно исследована G24.78+0.08 A1, в которой ближняя к звезде (до 500 а.е.) часть диска ионизована, а внешняя часть — молекулярная (ее радиус около 4000 а.е.). Диск и высокоскоростной джет в этом объекте погружены в коллапсирующую оболочку (Beltrán et al., 2007; Moscadelli

et al., 2021). Гиперкомпактные области характеризуются мерой эмиссии ( $EM$ ), составляющей  $EM \geq 10^9$  пк см<sup>-6</sup>, и электронной концентрацией  $n_e \geq 10^6$  см<sup>-3</sup>. Структура ионизованной области на ультракомпактной стадии, по-видимому, также представляет собой ионизованный диск и истечение, но уже менее яркие в субмиллиметровом диапазоне ( $EM \geq 10^7$  пк см<sup>-6</sup>) и с меньшей величиной концентрации ( $n_e \geq 10^4$  см<sup>-3</sup>). В статье Beltrán et al. (2007) описывается гиперкомпактная область Н II с оболочечной структурой, ионизация которой обусловлена светимостью звезды в лаймановском континууме соответствующей звезде O9.5. В работе Tanaka et al. (2016) показано, что истечение от массивной звезды фотоионизовано. В обзоре Anglada et al. (2018) говорится об ионизации джетов, которую нельзя объяснить фотопроцессами.

В начале стадии формирования компактной области Н II рост ее массы и размера продолжается до установления равенства между скоростями ионизации и рекомбинации водорода на некотором расстоянии от звезды, в результате чего формируется так называемая зона Стремгрена (Strömgrén, 1939). Последующий рост области Н II обусловлен разницей в тепловом давлении между горячим ионизованным и холодным нейтральным газом. Расширение сопровождается ударной волной, которая движется впереди фронта ионизации в окружающем газопылевом веществе — атомарном или молекулярном облаке. Между горячим ионизованным газом и холодным нейтральным облаком, сжатым ударной волной, формируется плотная ФДО (см., например, Tielens and Hollenbach, 1985a,b; Tielens et al., 1993; Sternberg and Dalgarno, 1995; Hollenbach and Tielens, 1999).

Области фотодиссоциации, облучаемые УФ-квантами умеренной энергии ( $h\nu \leq 11$  эВ), которых достаточно для ионизации тяжелых элементов, таких как углерод, сера и кремний, предоставляют широкие возможности для диагностики воздействия массивных звезд на молекулярные облака посредством наблюдений спектральных линий ионов и легких молекул-гидридов (Gerin et al., 2016). ФДО представляют интерес как переходные зоны, в которых можно исследовать передачу энергии и импульса от ионизованных областей к молекулярному газу.

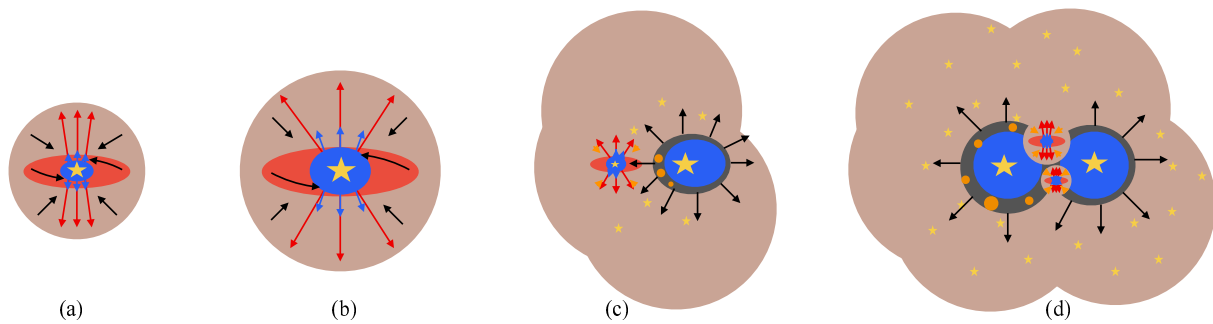
Несмотря на долгую историю исследований, прямые наблюдения расширения сжатого вещества в ФДО и молекулярных оболочках фрагментарны и допускают неоднозначную интерпретацию. Наблюдатели зарегистрировали расширяющиеся области Н II и связанные с ними расширяющиеся атомарные оболочки по данным анализа спектральных линий (см., например, работы Pabst et al.

(2019) и Kirsanova et al. (2020b) по наблюдениям в линии ионизованного углерода [C II]). Однако плотные молекулярные оболочки с признаками ударных волн, расширяющиеся вокруг областей Н II, до сих пор не обнаружены.

Изучение структуры многокомпонентной МЗС существенно дополняет теоретические представления о стимулированном звездообразовании и его связи с молекулярными волокнами и областями Н II. Согласно исследованиям Thompson et al. (2012) и Kendrew et al. (2016) массивные молодые звездные объекты часто появляются на периферии таких регионов. Расчеты показывают, что образование примерно 30% всех массивных звезд в Галактике может быть вызвано сбором и уплотнением газа на окраинах областей Н II под действием ударных волн.

Хотя первые модели стимулированного звездообразования появились еще в конце 1970-х годов (см., например, Elmegreen and Lada, 1977; Preibisch and Zinnecker, 1999), их проверка до сих пор сопряжена с трудностями и допускает неоднозначную интерпретацию наблюдательных данных. Так, аргумент о близости областей ионизации и скоплений протозвезд в родительском молекулярном газе для объяснения стимулирования звездообразования расширяющимися оболочками и областями Н II, приводит к ошибочным положительным отождествлениям (Dale et al., 2015). С другой стороны, распространение волны звездообразования в близких галактиках на масштабах от нескольких десятков парсек до 0.2–1 кпк (в различных галактиках) было установлено даже с учетом эффектов проекции (Grasha et al., 2017; Gusev and Shimanovskaya, 2019). Авторы этих работ также выявили доминирующую роль турбулентности в распространении процесса звездообразования на указанных масштабах. При целенаправленном поиске ударных волн от расширяющихся оболочек и отсеивании связанных с такими волнами протозвезд от остального молодого населения молекулярных волокон влияние проекционных эффектов на результат оказывается значительным (например, Kirsanova et al., 2023b). Космический ИК-телескоп Spitzer открыл тысячи оболочек нейтрального газа вокруг молодых массивных звезд (Jayasinghe et al., 2019), геометрия и кинематика газа в которых не согласуются с выводами теории даже при наличии протозвездных ИК-источников в оболочках. (см., например, Beaumont and Williams, 2010a; а также Anderson et al., 2015; Kirsanova et al., 2019).

Возможно, трудности в исследовании стимулированного звездообразования связаны со сложной структурой оболочек и специфическим полем скоростей. На рис. 1 структура компактных и протяженных областей Н II показана в упрощенном



**Рис. 1.** Строение областей образования массивных звезд и структура ионизованных областей. На представленной схеме ионизованный газ обозначен синим, околозвездный диск — красным, а молекулярное облако — коричневым цветом. Звездочкой условно показана либо одиночная массивная звезда, либо звездное скопление, в котором несколько звезд могут приводить к ионизации вещества. На гипер- и ультракомпактной стадиях вокруг массивной звезды наблюдается молекулярный диск с истечением (красные и черные стрелки), а также коллапсирующая внешняя оболочка. Синими стрелками отмечены ионизованные части истечений. На более поздних стадиях плотная молекулярная оболочка (темно-серый) может находиться на расстоянии от 0.1 пк и до нескольких пк от ионизирующей звезды. В результате джинсовской неустойчивости в плотной оболочке может формироваться следующее поколение звезд, в том числе массивных (оранжевые кружки в направлении оболочки). Стадии: гиперкомпактная (a), ультракомпактная (b), компактная (c) и протяженная (d).

виде, однако в действительности она значительно сложнее. Во-первых, нейтральные молекулярные оболочки вокруг протяженных областей Н II неоднородны и имеют клочковатую структуру, что затрудняет (если вообще делает возможным) обнаружение расширения этих оболочек как единого целого с помощью диаграмм «позиция—скорость» (см., например, Dirienzo et al., 2012; Anderson et al., 2015; Deharveng et al., 2015; Treviño-Morales et al., 2016). Типичным проявлением неоднородной структуры вблизи областей Н II являются темные глобулы, освещенные по кромке УФ-излучением близких горячих звезд (Flagey et al., 2011; Benaglia et al., 2013; Panwar et al., 2019). Во-вторых, согласно теоретическим ожиданиям, скорость расширения протяженных областей Н II с возрастом 0.5–1 млн лет, погруженных в молекулярные облака, составляет примерно  $1 \text{ км с}^{-1}$  (Hosokawa and Inutsuka, 2006; Zavagno et al., 2007; Kirsanova et al., 2009). Это значение меньше как типичных дисперсий скоростей, наблюдаемых в молекулярном газе в областях образования массивных звезд (см., например, работу Scoville et al., 1987 и обзор областей образования массивных звезд ATLASGAL в публикациях Mattern et al., 2018; Wielen et al., 2018), так и скорости распространения волны звездообразования в большинстве близких галактик (Grasha et al., 2017; Gusev and Shimanovskaya, 2019). В подобных случаях могут помочь косвенные методы. Например, многоволновые наблюдения позволили авторам работы Lopez et al. (2014) оценить давление ионизованного газа на окружающие нейтральные оболочки и сделать вывод, что расширение оболочек происходит за счет разницы давлений между горячей и холодной средами, а не под действием звездного ветра или давления излучения.

Области Н II, изучаемые в обзоре OPTIMUS, относятся к компактным и протяженным разновидностям, представленным справа на рис. 1.

### 3. СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МЗС В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЗВЕЗД

#### 3.1. От областей ионизации до молекулярных облаков

Важнейший канал информации о состоянии ионизованного газа в областях звездообразования — оптические наблюдения в эмиссионных линиях. Именно по линиям ионизованных атомов определяются такие характеристики, как электронная температура, концентрация, величина межзвездного поглощения. Для понимания пространственной структуры областей образования звезд важно получить двумерные распределения указанных параметров в картинной плоскости. С технической точки зрения это сложная задача, поскольку классическая щелевая спектроскопия позволяет изучать ионизационные параметры только вдоль выбранного направления. Панорамная спектроскопия дает возможность получать спектры от каждого пространственного элемента в поле зрения, но само это поле у современных спектрографов не превышает, как правило, одной угловой минуты (см., например, Weibacher et al., 2015). Этого слишком мало для изучения близких галактических областей Н II, поэтому задачи по изучению кинематики и ионизационных параметров в большом поле зрения решаются при помощи Фурье-спектрографов, таких как SITELLE (Drissen et al., 2019), или спектрометров на основе сканирующих интерферометров Фабри—Перо (ИФП, Moiseev, 2021) и наблюдений с перестраиваемыми фильтрами на базе ИФП

(Moiseev et al., 2020). Именно такие методы планируются в обзоре OPTIMUS. Исследования строения областей Н II в оптике концентрируются в основном на детальном изучении Туманности Ориона (например, Abel et al., 2004; O'Dell et al., 2008). Области Н II зачастую изучаются не с целью понять их морфологию, а для восстановления распределения металличности в Галактике (например, Esteban and García-Rojas, 2018). Эти работы основаны на спектроскопии с длинной щелью, и мы планируем использовать их при анализе данных обзора OPTIMUS. Также сейчас появляются исследования небольших выборок галактических областей Н II, изучаемых с помощью многообъектного спектрографа LAMOST. Но эти данные не дают достаточного пространственного покрытия изучаемых объектов (Zhang et al., 2025).

В ФДО физические и химические процессы определяются поглощением неионизирующих фотонов дальнего УФ-диапазона. Высокая интенсивность УФ-излучения приводит к фотодиссоциации молекул родительского облака. В результате водород в ФДО находится преимущественно в атомарном состоянии. В то же время такие элементы, как углерод, сера и кремний, оказываются ионизованы. Плотность и температура в ФДО достаточно высоки для активного протекания химических процессов, что обуславливает значительное химическое разнообразие. Экранирование молекул пылью, а также, в ряде случаев, водородом в виде  $H_2$  приводит к тому, что многие из них могут существовать в ФДО в специфических условиях. Диагностические возможности спектральных линий молекул, излучаемых в ФДО, весьма широки и позволяют исследовать полный диапазон физических условий — от фронта фотодиссоциации до границы с холодным молекулярным газом. Эмиссионные линии ФДО представляют собой мощный инструмент для диагностики эволюции молекулярных облаков, граничащих с массивными звездами (Pound and Wolfire, 2023).

Окрестности молодых массивных звезд — области Н II, ФДО и молекулярные волокна, а также окружающий их диффузный газ — являются естественными лабораториями для проверки теоретических представлений об эволюции межзвездной среды и ее связи со звездообразованием. Наблюдаемое излучение в линиях и непрерывном спектре в областях звездообразования обусловлено элементарными процессами в среде: возбуждением молекул, атомов и ионов, ионизацией, диссоциацией и химическими реакциями. Эффективность этих процессов и их конечный результат зависят от физических условий: температуры, плотности, поля излучения и поля скоростей. Поэтому решение проблемы наблюдательного и теоретического описания сложной и многокомпонентной МЗС

вокруг молодых массивных звезд непосредственно связано с исследованием элементарных процессов и оценкой их эффективности. Хороший пример — изучение причины понижения яркости излучения в эмиссионных полосах полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) в среднем ИК-диапазоне в направлении на области Н II. Считается общепринятым, что это понижение связано с фотодиссоциацией ПАУ под действием мощного УФ-излучения от молодых массивных звезд (см., например, Pavlyuchenkov et al., 2013; Egorov et al., 2023). Однако детальные расчеты этого процесса, основанные на микрофизике и данных экспериментов, показывают, что УФ-фотонами эффективно разрушаются лишь мелкие ПАУ (Murga et al., 2022), а для крупных необходимо рассматривать иные механизмы, например выдувание звездным ветром (Kirsanova and Pavlyuchenkov, 2023).

На изображениях на длинах волн 8 мкм (полученных телескопом Spitzer) и 12 мкм (полученных телескопом WISE) ФДО вокруг областей Н II часто выглядят как кольцеобразные или дуговые структуры. На эти диапазоны длин волн приходится колебательные моды полициклических ароматических углеводородов (Leger and Puget, 1984; Sellgren, 1984), возбуждаемые УФ-излучением. Кроме того, на более длинных волнах (изображения получены телескопом Herschel) ФДО видны вследствие теплового излучения нагретых частиц пыли (Deharveng et al., 2005, 2010; Churchwell et al., 2006; Watson et al., 2009; Anderson et al., 2012; Topchieva et al., 2017). Благодаря этим космическим наблюдениям было идентифицировано несколько тысяч ФДО. Но, в отличие от спектральных линий молекул, эмиссия ПАУ или пыли не несет информации о кинематике среды.

Одними из основных охладителей в ФДО являются линии тонкой структуры [O I] на 63 мкм (горячий и плотный газ) и [C II] на 158 мкм (теплый и менее плотный газ с температурой  $T \leq 200$  К и плотностью  $100\text{--}1000\text{ см}^{-3}$ ) (Tielens and Hollenbach, 1985b; Hollenbach and Tielens, 1999; Röllig et al., 2006). Только наблюдения этих линий с высоким спектральным разрешением позволяют исследовать кинематику газа и физические условия в излучающей области (см., например, Pabst et al., 2019).

Третий слой, окружающий молодые массивные звезды и расположенный за областями Н II и ФДО, формируется молекулярными волокнами плотных газопылевых облаков. Волокна непрерывно эволюционируют, образуя в своих ядрах новые поколения молодых звезд. Этот слой характеризуется значительной неоднородностью, что влияет на динамику газа в областях Н II и ФДО: горячий газ прорывается через волокна в наиболее тонких

участках, формируя истечения и движущиеся оболочки. В молекулярных волокнах, особенно в их плотных ядрах, образуются молекулы, спектральные линии которых служат чувствительными индикаторами физических условий в этих объектах.

Описанная выше «слоистая» структура МЗС — от горячих ионизованных областей до холодных молекулярных волокон в областях звездообразования — окружена диффузным газом. В нем также происходит фотодиссоциация молекулярного водорода за счет поглощения фонового УФ-излучения. Изучение диффузного газа позволяет выявить тонкие эффекты процессов молекуляризации атомарного газа и фотодиссоциации молекул. В то же время, диффузный газ усложняет изучение ФДО, поглощая их излучение. Для корректного анализа структур типа «области Н II — ФДО — молекулярные волокна» необходимо учитывать влияние диффузного газа на наблюдаемую картину.

### *3.2. Проблема геометрии ИК-кольцевых туманностей*

В конце 1970-х годов, с развитием наблюдательной техники и проведением первых обзоров обширных участков неба в линии  $H\alpha$ , стало ясно, что области Н II не являются сферически симметричными, как предполагалось ранее в теоретических работах. Вместо этого были обнаружены структуры типа блистеров, биполярные и иррегулярные области ионизации. Впоследствии они были смоделированы рядом авторов (например, Bodenheimer et al., 1979; Tenorio-Tagle, 1979; Franco et al., 1990; Garcia-Segura and Franco, 1996; Redman et al., 1998; Arthur and Hoare, 2006; Steggle et al., 2017).

ИК-кольцевые туманности на изображениях Spitzer, WISE и Herschel в литературе часто связываются с трехмерными сферическими оболочками (области Н II, или выдутые звездным ветром оболочки), однако их видимая кольцевая форма в плоскости неба не обязательно отражает реальную геометрию. Этот вопрос имеет принципиальное значение, поскольку его решение позволит уточнить структуру распределения нейтрального вещества в областях звездообразования, а также на взаимодействие массивных звезд с родительскими молекулярными облаками, эволюцию пыли в окрестностях массивных звезд, на возможность и масштабы индуцированного звездообразования. Однако вопрос о геометрии ИК-кольцевых туманностей пока далек от решения.

Значительный вклад в изучение геометрии ИК-кольцевых туманностей внесла работа Beaumont and Williams (2010b). Авторы проанализировали наблюдения молекулярных линий

$CO(3-2)$  и  $HC^{+}(4-3)$  в окрестностях 43 ИК-кольцевых туманностей, обнаруженных телескопом Spitzer, и показали, что в распределении нейтрального вещества вокруг этих пузырей отсутствуют убедительные признаки существования передних и задних молекулярных стенок областей Н II, которые ожидалось бы, если бы туманности представляли собой трехмерные оболочки. Наконец, кинематическая структура этих оболочек не показывает признаков расширения. Поэтому был сделан вывод о том, что исследованные области Н II заключены в молекулярные кольца, а не в сферические оболочки, что указывает на сплюснутость родительских молекулярных облаков. Хотя сплюснутая форма молекулярного облака очевидна в ряде объектов, например, когда область Н II наблюдается на краю в виде биполярной структуры (Schneider et al., 2018), форма ИК-кольцевых туманностей требует более тщательного анализа. При этом во многих работах по умолчанию принимается трехмерная геометрия таких туманностей (см., например, Everett and Churchwell, 2010).

### *3.3. Трехмерное картирование областей звездообразования*

Для некоторых сравнительно близких областей звездообразования становится возможным построение трехмерных карт распределения вещества на основе расстояний до звезд и величины поглощения их излучения. Например, Leike et al. (2020) таким методом исследовали трехмерную структуру ближайших окрестностей Солнца; расстояния и поглощение определялись по данным обзоров Gaia, 2MASS, Pan-STARRS и ALLWISE. Полученные результаты были дополнены картами излучения молекул CO, где было обнаружено (Bialy et al., 2021), что молекулярные облака областей звездообразования в Тельце и Персее образуют расширяющуюся оболочку диаметром около 150 пк. Rezaei Kh. et al. (2020) применили тот же подход к более обширным окрестностям Солнца (до 600 пк), изучив комплекс звездообразования в Орионе и выделив оболочки, связанные с отдельными облаками Орион А и Орион В (Rezaei Kh. et al., 2020). В работе Foley et al. (2023) это исследование расширено за счет данных о кинематике звезд из Gaia DR2, что позволило восстановить не только структуру, но и историю звездообразования в молекулярных облаках Ориона. Авторы показали, что облака Орион А, Орион В и  $\lambda$  Ориона принадлежат расширяющейся полупустой газопылевой оболочке вокруг звездного скопления ОВР-В1, которое, по-видимому, привело к разрушению молекулярного облака и образованию знаменитой Петли Барнарда.

Описанный выше анализ, основанный на расстояниях до звезд и оценках поглощения, применяется не только для областей звездообразования. Например, в работе Eiermann et al. (2024) исследуются отражательные туманности IC 59 и IC 63, облучаемые звездой  $\gamma$  Cas. Авторы установили, что IC 59 расположена ближе к наблюдателю, чем звезда, а IC 63 — наоборот, дальше. Оценки расстояний, в свою очередь, позволили ограничить УФ-поле излучения (Eiermann et al., 2024), в котором находятся туманности, что важно для построения моделей областей фотодиссоциации.

### 3.4. Современные исследования ФДО на примере Ориона

Активные исследования ФДО в ИК-диапазоне в последние годы преимущественно сосредоточены в области Ориона. Проект PDRs4All, выполняемый на JWST, позволил детально исследовать так называемый Барьер Ориона — молекулярную оболочку вблизи звезд Трапедии, видимую почти с ребра (Berné et al., 2022). Согласно работе Peeters et al. (2024), фронт диссоциации  $H_2$  в Барьере Ориона имеет ступенчатую структуру, обусловленную геометрией объекта. Среди полос ПАУ в направлении на барьер Ориона обнаружено смещение, связанное с перестройкой молекул и включением в них других атомов, помимо углерода и водорода (см. также Chown et al., 2024). Телескоп JWST имеет небольшое поле зрения, поэтому такие наблюдения, хотя и выполняются в широком и неоступном с Земли спектральном диапазоне, остаются ограниченными. Этой же группой были проведены наблюдения Барьера Ориона (точнее, небольшого участка,  $40'' \times 40''$ , см. Nabart et al., 2023) в ближнем ИК-диапазоне на телескопе Keck II методом панорамной спектроскопии. Было показано, что ФДО состоит из множества субструктур типа волокон и глобул с типичной толщиной около  $10^{-3}$  пк ( $10^2$  а. е.).

Области фотодиссоциации активно изучаются испано-французской группой, работающей с наблюдательными данными субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов. Основные исследования сосредоточены на объектах в Орионе: ФДО Барьер Ориона и Конская Голова (Guzmán et al., 2013, 2014, 2015; Cuadrado et al., 2015, 2017). Наблюдения Барьера Ориона с интерферометром ALMA выявили нестационарность объекта. Для объяснения взаимного расположения фронтов диссоциации  $H_2$  и CO требуется привлекать динамические модели (Goicoechea et al., 2016), что в дальнейшем было реализовано в работе Kirsanova and Wiebe (2019). Слияние фронтов ионизации атомарного водорода и диссоциации молекул  $H_2$

было продемонстрировано Hernández-Vera et al. (2023).

Что касается наземной ИК-спектроскопии ФДО, то в литературе представлены две работы, посвященные Барьеру Ориона (Marconi et al., 1998; Walmsley et al., 2000). В этих работах была определена температура молекулярного водорода и изучено взаимное расположение фронтов ионизации и диссоциации. Тема остается неразвитой из-за технических сложностей при наблюдениях и высокой конкуренции за время на крупных телескопах. Проект OPTIMUS ставит своей целью заполнить этот пробел.

## 4. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ОБЗОРА OPTIMUS

Основная цель обзора OPTIMUS — дать комплексное описание сложной и многокомпонентной МЗС вокруг молодых массивных звезд разных спектральных классов, основанное на наблюдательных и теоретических данных.

Ключевая научная задача проекта — восстановить пространственную структуру и определить физические условия в областях Н II, ФДО и окружающих молекулярных облаках на основе наблюдений в широком диапазоне длин волн. Предполагается охватить различные спектральные классы молодых массивных звезд, образующих области Н II, и уделить особое внимание объектам, форма которых на оптических, ИК, миллиметровых и радиоизображениях весьма различна. Планируется провести комплексный анализ наблюдательных данных — от ультрафиолета до дальнего инфракрасного и миллиметрового диапазонов.

Исследование структуры и свойств МЗС в нашей Галактике имеет особую актуальность: его результаты служат основой для интерпретации наблюдений других галактик, где из-за недостатка углового разрешения и чувствительности инструментов прямые измерения затруднены. Например, при изучении звездообразования в галактиках (в том числе Млечном Пути) широко использовалось соотношение между светимостью в линии [C II] на 158 мкм и темпом звездообразования, полученное в предположении, что оптическая толщина источника мала (Ossenkopf et al., 2013). Однако позже анализ результатов ИК-обсерватории SOFIA, чувствительность спектрографов которой позволила обнаружить в галактических ФДО линию  $^{13}\text{C II}$  на 158 мкм, показал, что линия основного изотопа бывает оптически толстой в случае концентрации газа от  $10^3 \text{ см}^{-3}$  и выше (Guevara et al., 2020). Эти наблюдения также подтвердили, что ФДО и области звездообразования окружены диффузным газом из холодной фазы нейтральной МЗС (см., например, Kirsanova et al., 2020b; Kabanovic et al., 2022).

#### 4.1. Пространственная структура областей Н II и вклад звездного ветра в их формирование

Наблюдаемые ионизованные туманности далеки от сферически симметричной формы, которая чаще всего предполагается при теоретическом моделировании этих объектов. В обзоре OPTIMus мы ставим перед собой задачу построения карт параметров ионизованных областей: пространственных распределений электронной температуры, концентрации, поглощающего вещества в направлении на объект, а также свойств пыли. Карты распределения параметров позволят исследовать структуру реальных объектов и выделить качественные и количественные отличия от модельных областей Н II, свойства которых можно проследить в динамике при численном моделировании.

Исследование структуры областей Н II тесно связано с определением источника ионизации и оценкой вклада таких факторов, как УФ-поток и импульс, передаваемый звездным ветром, в наблюдаемое распределение концентрации ионизованного газа. Из теории известно, что все массивные звезды обладают ветром, однако параметры этого ветра исследованы плохо и только косвенными методами по спектрам звезд. Наблюдая области Н II в оптике, невозможно напрямую увидеть области, заполненные ветром, — для этого используются наблюдения в рентгеновском диапазоне, а они весьма редки (например, в работе Pabst et al., 2019, были использованы архивные данные телескопа Chandra). Поэтому неясно, насколько часто именно звездный ветер выдувает туманности вокруг молодых массивных звезд и когда эти туманности образованы только за счет поглощения УФ-фотонов газопылевыми облаками. Изучая распределение концентрации электронного газа вокруг звезд разных спектральных классов, можно выявить пустоты, образованные звездным ветром (Luisi et al., 2021).

#### 4.2. Молекулы $H_2$ в ФДО

Молекула  $H_2$  — самая распространенная молекула во Вселенной. Однако наблюдения  $H_2$  сопряжены с трудностями, так как это симметричная молекула, не имеющая разрешенных электродипольных переходов. Возможны только квадрупольные и магнитодипольные. Наблюдаемые в ИК-линии именно таковы (Roueff et al., 2019). Плотные ФДО на границах областей Н II являются одними из немногих объектов, где можно наблюдать  $H_2$  в ближнем ИК-диапазоне. Соответствующие линии возникают при каскаде колебательно-вращательных переходов в нижнем электронном

состоянии, связанном с фотовозбуждением  $H_2$ , если поглощение УФ-квантов не приводит к диссоциации этих молекул. Появление этого излучения свидетельствует, что в наблюдаемой области идет активное фотовозбуждение молекулярного водорода с переходом в возбужденные электронные состояния. Возврат в основное электронное состояние заселяет возбужденные колебательно-вращательные состояния основного электронного терма или приводит к диссоциации молекулы  $H_2$  (переход в колебательный континуум). Помимо этого, появление излучения  $H_2$  в ближнем ИК-диапазоне возможно при температуре больше 500 К, если молекулярный газ подвергается воздействию ударных волн или звездного ветра. В обзоре OPTIMus мы ставим задачу определения положений фронтов диссоциации  $H_2$  относительно фронтов ионизации в объектах из нашей выборки, для которых мы восстанавливаем пространственную структуру ионизованного газа. Кроме того, мы планируем определять физические условия (концентрацию и температуру) между фронтами диссоциации и ионизации, где водород находится преимущественно в атомарной форме.

#### 4.3. 3D-структура областей образования массивных звезд и воздействие областей Н II на звездообразование

Параллельно с исследованием пространственной структуры областей Н II мы планируем восстановить трехмерную структуру их молекулярных оболочек, которые, как стало известно после запуска телескопа Herschel, имеют волокнистое строение. Оболочки из волокон неравномерно окружают ионизованные области и ФДО. Структура областей в оптическом диапазоне зачастую отличается от структуры, видимой в инфракрасных и миллиметровых линиях молекул, а также в излучении холодной пыли (Pavlyuchenkov et al., 2013; Anderson et al., 2015, 2019; Kirsanova et al., 2019). Поэтому судить о структуре объекта по наблюдениям в каком-либо одном диапазоне длин волн некорректно. Кроме того, линии молекул образуются в относительно холодном газе и их ширины даже с учетом турбулентного уширения обычно не превышают нескольких  $\text{km s}^{-1}$ . Поэтому по линиям молекул из волокон можно делать выводы о кинематике газа в областях звездообразования (Dhabal et al., 2018; Mattern et al., 2018). Мы планируем использовать имеющиеся у нас данные о линиях молекул в дальнем ИК- и миллиметровом диапазонах, а также архивные данные космического телескопа Herschel для восстановления структуры молекулярных волокон, которые окружают области Н II и в которых зачастую наблюдается образование новых поколений звезд. Сегодня трехмерная

структура областей Н II и окружающего вещества изучается в основном по двумерным картам излучения пыли или излучения в линиях молекул, при этом в последнем случае за третью координату принимается лучевая скорость ионизованного, атомарного или молекулярного газа (см., например, Emprechtinger et al., 2009; Pabst et al., 2020; Beuther et al., 2022). В обзоре OPTIMUS линии молекул будут иметь вспомогательное значение, поскольку структура будет определяться в рамках решения задачи из раздела 6.1.

## 5. ОБЪЕКТЫ

Обзор OPTIMUS включает 17 ярких областей Н II Северного неба из каталога Sharpless (1959), видимые размеры которых (до 10') позволяют получать изображения и спектры на 1-м и 6-м телескопах САО РАН и на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ (см. описание методов в разделе 6). Некоторые из выбранных областей, такие как S235, S237, S255, S257 и S258, входят в комплексы звездообразования, где сформировались сразу несколько массивных звезд. Выборка, представленная в таблице 1, включает звезды спектральных классов от В3 V до О5 V, находящиеся на расстояниях 700–3000 пк от Солнца в спиральных рукавах Персея и Местном рукаве. В настоящий момент все оптические изображения и спектры получены (см. рис. 2) и ведется пополнение выборки ИК-изображений и спектров.

## 6. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

В рамках обзора OPTIMUS проводятся наблюдения в оптическом, инфракрасном и миллиметровом диапазонах, что обуславливает различия в методах наблюдений и анализа данных.

### 6.1. Оптический диапазон

#### 6.1.1. Поглощение

Задача определения физических параметров в областях ионизации требует получения изображений в фильтрах с широким полем зрения. В обзоре OPTIMUS это осуществляется с помощью сканирующего ИФП со спектральным разрешением около 13 Å. С помощью него выполняется сканирование спектральных областей вокруг эмиссионных линий  $H\alpha + [N II]$ ,  $H\beta$ ,  $[O III]$  и  $[S II]$ . В 2017 г. в САО РАН был создан прибор MaNGaL, позволяющий выполнять на телескопах среднего размера наблюдения такого рода (Moiseev et al., 2020). Планируемые карты параметров будут построены на основе уже имеющихся у нас наблюдательных данных,

полученных с помощью MaNGaL на телескопе Цейсс-1000 САО РАН<sup>1)</sup>. Карты распределения параметров дополняются спектральными «разрезами» вдоль некоторых направлений для того, чтобы найти более точные распределения параметров газа, а также изучить свойства пыли. Спектры уже получены на 6-м телескопе БТА САО РАН.

С помощью сравнения потоков линий  $H\alpha$  и  $H\beta$  мы оцениваем покраснение на луче зрения и восстанавливаем истинное распределение яркости в объектах. Для определения межзвездного поглощения на длине волны  $\lambda$ ,  $A_\lambda = -2.5 \lg(I_\lambda/I_{\lambda,0})$ , где  $I_{\lambda,0}$  и  $I_\lambda$  — истинная и наблюдаемая интенсивности, используется закон покраснения (см., например, Cardelli et al., 1989), в котором среднее поглощение вдоль луча зрения на длине волны  $\lambda$  (мкм) вычисляется по формуле:

$$\langle A(\lambda)/A_V \rangle = a(x) + b(x)/R_V, \quad (1)$$

где  $x = \lambda^{-1}$ ,  $A(\lambda)$  — поглощение на длине волны  $\lambda$ ,  $A_V$  — поглощение в полосе  $V$  (центральная  $\lambda \approx 5500 \text{ \AA}$ ); значения коэффициентов  $a(x)$  и  $b(x)$  берутся из вышеуказанной работы.

Зная наблюдаемые значения интенсивностей в линиях  $H\alpha$  и  $H\beta$ ,  $I_{H\alpha}$  и  $I_{H\beta}$ , теоретические из Osterbrock and Ferland (2006), и определяя слагаемые из знаменателя по уравнению (1), можно найти  $A_V$ :

$$A_V = \frac{2.5 \lg [(I_{H\alpha}/I_{H\beta}) / (I_{H\alpha,0}/I_{H\beta,0})]}{\langle A_{H\beta}/A_V \rangle - \langle A_{H\alpha}/A_V \rangle}. \quad (2)$$

В представленных вычислениях использовано отношение потоков  $I_{H\alpha,0}$  и  $I_{H\beta,0}$  в рамках приближения, согласно которому каждый переход ионизованного атома в основное состояние при рекомбинации немедленно ведет к появлению ионизирующего кванта, сразу же поглощаемого соседним атомом (так называемая модель прозрачности В). Как показала практика, это приближение применимо для плотных областей Н II (Osterbrock and Ferland, 2006). При определении величины  $A_V$  мы не учитываем вклад абсорбционной составляющей в бальмеровских линиях водорода. Мы разделяем на спектрах линии, образованные МЗС и звездами; при этом учитываем, что в МЗС поглощение в линиях бальмеровской серии пренебрежимо мало. Интерполяция значений из таблицы 4.2 монографии Osterbrock and Ferland (2006) в логарифмической шкале для заданной электронной температуры  $T_e$  позволяет найти теоретическое отношение интенсивности  $I_{H\alpha,0}/I_{H\beta,0}$ . Для оценки  $A_V$  можно использовать стандартное значение  $R_V = 3.1$  для

<sup>1)</sup><https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/mangal/index.html>

**Таблица 1.** Параметры ионизирующих звезд в областях Н II из литературы, использованной в настоящей работе

Область	RA, hh:mm:ss	Dec, dd:mm:ss	Ионизирующая звезда	Спектральный класс	Расстояние, пк
S106	20:27:26.8	+37:22:48	S106IR [1]	поздний O V [1]	$1091 \pm 54$ [2]
S140	22:18:27.8	+63:13:12	HD 211880	B0 V	$764 \pm 27$ [3]
S146	22:49:29.0	+59:54:56	IRAS 22475+5939	O7 V [4]	$\approx 6200$ [5]
S152	22:58:41.6	+58:46:57	S152 4 [6]	O8.5 V [6]	$3210 \pm 210$ [7]
S156	23:05:10.3	+60:14:42	S156 1 [6]	O8 V [6]	$2870 \pm 750$ [6]
S158	23:13:34.4	+61:30:15	NGC 7538 IRS 6 [8]	O5–O6 V [8]	$\approx 2800$ [8]
S162	23:20:44.5	+61:11:41	BD +60°2522	O7 I [9]	$\approx 4700$ [10]
S165	23:39:47.9	+61:55:42	BD +61°2494	B0 V [11]	$1900 \pm 400$ [12]
S187	01:23:07.3	+61:51:53	S187 1 [6]	B2.5 V [10]	$1440 \pm 260$ [10]
S201	03:03:17.9	+60:27:52	IRAS 02593+6016 [13]	O6–O8 V [14]	$\approx 2000$ [15]
S209	04:11:06.7	+51:09:44	ALS 18697 [16]	O9 III [17]	$\approx 2500$ [18]
S228	05:13:25.9	+37:26:46	ALS 19710 [16]	O8 V [17]	$2560 \pm 90$ [16]
S235	05:40:59.4	+35:50:47	BD +35°1201	O9.5 V [11]	$1560^{+90}_{-80}$ [19]
S237	05:31:26.5	+34:14:45	LS V +34 46	B2 V [16]	$2070 \pm 60$ [16]
S255	06:13:04.2	+17:58:41	LS 19	O9.5 V [20]	$2060^{+2181}_{-1951}$ [21]
S257	06:12:44.2	+17:59:14	HD 253327	B0.5 V [20]	$2600 \pm 160$ [6]
S258	06:13:27.6	+17:55:21	S258 2 [6]	B3 V [6]	$2900 \pm 510$ [6]

Ссылки: [1] Hodapp and Schneider (2008), [2] Zucker et al. (2020), [3] Hirota et al. (2008), [4] Eiroa et al. (1981), [5] Balser et al. (2011), [6] Russeil et al. (2007), [7] Ramírez Alegria et al. (2011), [8] Ojha et al. (2004), [9] Fernández-Martín et al. (2017), [10] Quiroza et al. (2006), [11] Georgelin et al. (1973), [12] Foster and Routledge (2003), [13] Bica et al. (2003), [14] Nakano et al. (2008), [15] Xu et al. (2006), [16] Méndez-Delgado et al. (2022), [17] Chini and Wink (1984), [18] Yasui et al. (2023), [19] Burns et al. (2015), [20] Moffat et al. (1979), [21] Gaia Collab. (2020).

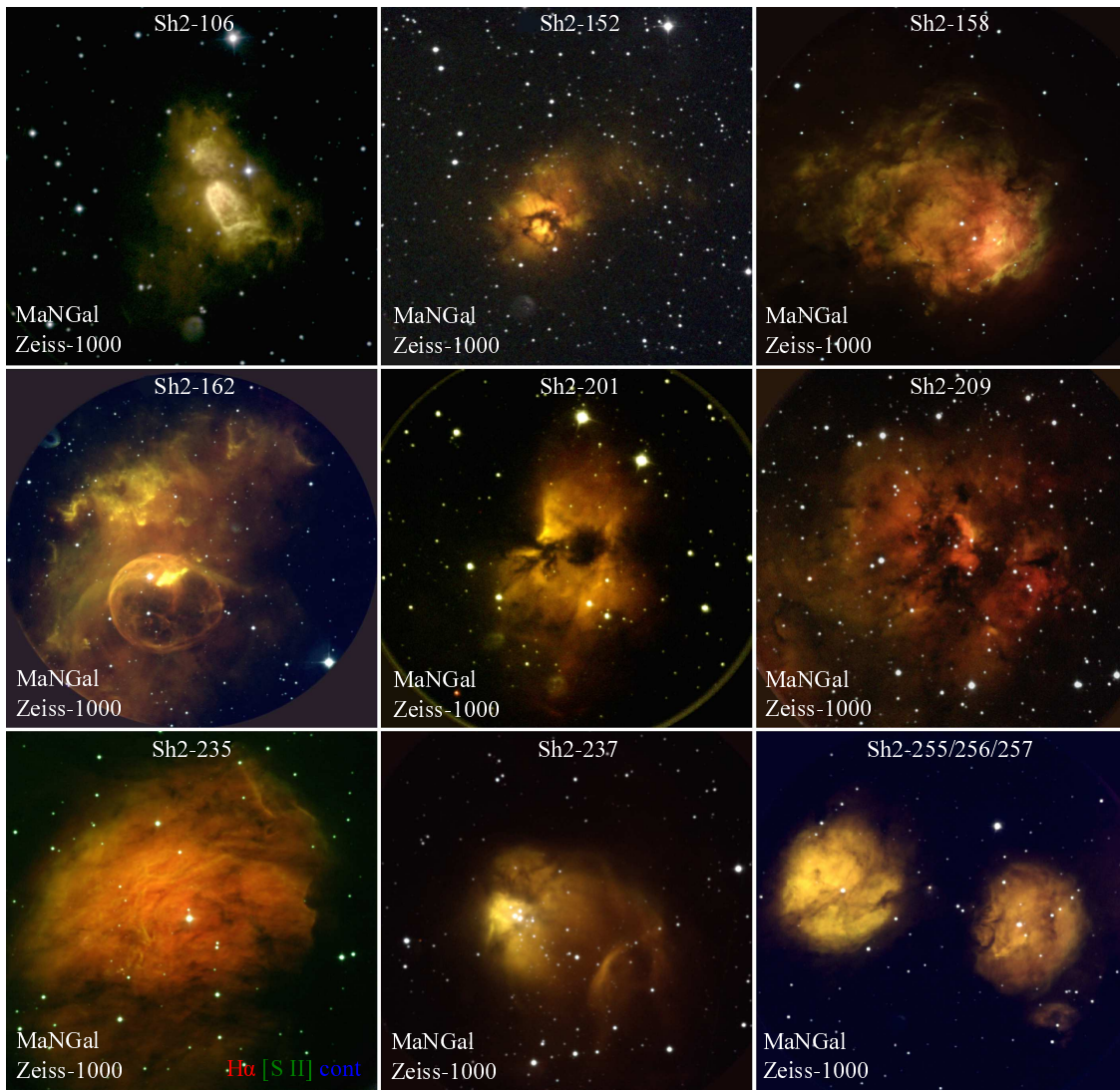
диффузного газа в МЗС либо учитывать дефицит мелкой пыли в областях Н II и использовать большие значения  $R_V$ . Спектры, полученные на 6-м телескопе БТА САО РАН, на которых видно несколько линий из серии Бальмера, позволят определить не только покраснение вдоль щели, но и изменение отношения полного поглощения к селективному путем анализа отношений  $H\gamma/H\beta$ ,  $H\delta/H\beta$ ,  $H\epsilon/H\beta$  и так далее. При определении величины  $A_V$  мы не учитываем вклад абсорбционной составляющей в бальмеровских линиях водорода. Мы разделяем на спектрах областей образования массивных звезд МЗС и звезды, а в МЗС поглощение в линиях бальмеровской серии пренебрежимо мало.

Применяя карту  $A_V$  к изображениям в линиях, можно получить изображения, скорректированные за поглощение, путем преобразования  $I(\lambda) = I_{\text{obs}}(\lambda) \times 10^{0.4A_\lambda}$  в каждом фильтре, где функциональная форма  $A_\lambda/A_V$  берется из закона поглощения Cardelli et al. (1989) и используется

значение  $A_V$ , полученное для каждого пикселя из отношения линий  $H\alpha/H\beta$ .

### 6.1.2. Электронная концентрация

Электронная концентрация газа в областях ионизации ( $n_e$ ) определяется из отношения потоков в линиях [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  в каждом пикселе полученных изображений. Для этого используются аппроксимации результатов вычислений, выполненных с помощью фотоионизационного кода CLOUDY (Ferland et al., 2013), представленные в работе Proxauf et al. (2014), а именно уравнения (3) и (4). Если предположить, что вариации электронной температуры  $T_e$  в туманности составляют примерно 170 K (Esteban and García-Rojas, 2018), то ее влияние на значения  $n_e$ , полученные из уравнений работы Proxauf et al. (2014), составит менее 2.5%. Поэтому при анализе характера изменения  $n_e$  во всей туманности возможные вариации  $T_e$  рассматриваются как пренебрежимо малые. Таким



**Рис. 2.** Оптические изображения областей H II из обзора OPTIMUS, полученные на 1-м телескопе САО РАН (взяты на веб-странице прибора MaNGal: <https://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/mangal/>). Представлены комбинации изображений в эмиссионных линиях H $\alpha$ , [N II] (для Sh2-S235 — в [S II]) и в континууме.

образом, электронная концентрация вычисляется рованные для выбранного значения  $T_e$  :

по формуле:

$$R = \frac{R_{\text{low}}^{[\text{S II}]}(T_e = 10\,000\text{ K}) - 0.436}{R_{\text{low}}^{[\text{S II}]}(T_e) - 0.436} \times \left( R_{\text{obs}}^{[\text{S II}]}(T_e) - 0.436 \right) + 0.436 \quad (4)$$

$$R_{\text{low}}^{[\text{S II}]}(T_e) = 1.496 - 0.07442 \left( \frac{T_e}{10^4} \right) + 0.01225 \left( \frac{T_e}{10^4} \right)^2.$$

$$\lg(n_e) = 0.0543 \operatorname{tg}(-3.0553 R + 2.8506) + 6.98 - 10.6905 R + 9.9186 R^2 - 3.5442 R^3,$$

(3)

где  $R$  и  $R_{\text{obs}}^{[\text{S II}]}(T_e)$  — отношения потоков в линиях [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  для  $T_e = 10\,000$  К, и скорректи-

Известно, что численные модели областей H II вокруг звезд со звездным ветром дают распределение ионизованного газа в виде оболочки вокруг звезды с полостью внутри (Weaver et al., 1977), а модели без ветра показывают равномерное

распределение концентрации. Зная распределение ионизованного газа из наблюдений, мы планируем оценить влияние звездного ветра на динамику областей Н II.

### 6.1.3. Протяженность вдоль луча зрения

Чтобы изучить геометрию области Н II, оценивается ее протяженность вдоль луча зрения ( $S$ ) для каждого пикселя изображения с использованием выражения для меры эмиссии:

$$S = \frac{4\pi I_{H\alpha}}{h\nu_{H\alpha}} \frac{1}{n_e^2 \alpha_{H\alpha}^{\text{eff}}}, \quad (5)$$

где  $\alpha_{H\alpha}^{\text{eff}} = 1.17 \times 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  — эффективный коэффициент рекомбинации водорода в линии  $H\alpha$ ,  $I_{H\alpha}$  — из оригинальных калиброванных файлов MaNGaL, а также учтено, что концентрация протонов  $n_p \approx n_e$ , поскольку в ионизованном состоянии находятся в основном атомы водорода.

Вычисление  $\alpha_{H\alpha}^{\text{eff}}$  для модели, в которой среда непрозрачна при переходе в основное состояние (то есть модель прозрачности В, в отличие от модели прозрачности А, в которой среда полностью прозрачна), проводилось с помощью соотношения:

$$\alpha_{H\alpha}^{\text{eff}} = \alpha_{H\beta}^{\text{eff}} \frac{\nu_{H\alpha} \epsilon_{H\alpha}}{\nu_{H\beta} \epsilon_{H\beta}}, \quad (6)$$

где значение эффективного коэффициента рекомбинации  $\alpha_{H\beta}^{\text{eff}} = 3.94 \times 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  и отношение коэффициентов излучения  $\epsilon_{H\alpha}/\epsilon_{H\beta}$  были взяты из таблицы 4.2 в монографии Osterbrock and Ferland (2006) для используемого значения  $T_e$ .

В ходе вычислений предполагается, что  $n_e$  и  $T_e$  не меняются вдоль луча зрения. Кроме того, пренебрегаем всеми атомами, кроме водорода, то есть  $n_e = n_{H^+}$ . Что касается условий ионизации, то содержание ионизованного гелия, который создает дополнительные свободные электроны в области Н II, примерно в 100 раз меньше, чем обилие  $H^+$ . Содержание других ионизованных элементов еще меньше.

### 6.1.4. Электронная температура

В полученных на приборе SCORPIO-2 длиннощелевых оптических спектрах туманностей, образованных массивными звездами, в ряде случаев присутствуют слабые авроральные линии, необходимые для измерения электронной температуры в зонах однократной и двукратной ионизации кислорода О II и О III.

В случае, когда уверенно детектируется линия [O III]  $\lambda 4363$ , становится возможным измерение  $T_e$  в области дважды ионизованного кислорода О III (формулы приведены во многих работах, например Pagel et al., 1992; Izotov et al., 2006;

Osterbrock and Ferland, 2006). Если наблюдается линия [N II]  $\lambda 5755$ , аналогично можно измерить  $T_e$  в области однократно ионизованного азота N II (см., например, Izotov et al., 2006; Peimbert and Costero, 1969). Область N II пространственно совпадает с областью однократно ионизованного кислорода О II, и ее можно охарактеризовать тем же значением  $T_e$ .

В некоторых областях Н II из обзора OPTIMUS электронная концентрация достигает  $2500 \text{ см}^{-3}$ . В этом случае появляется необходимость учитывать столкновительное снятие возбуждения уровней. Для корректного расчета температуры мы используем Python-пакет PyNeb (Luridiana et al., 2015), который определяет совместно температуру и концентрацию, опираясь на многоуровневые модели атомов.

Если измерения температуры доступны лишь для одной из зон, можно связать температуры в областях ионизации О II и О III через известное эмпирическое соотношение  $t_{OII} = 0.7 t_{OIII} + 0.3$  (Garnett, 1992).

На основе полученных электронных температур можно оценить содержание ионов  $O^+$ ,  $O^{++}$  (Pagel et al., 1992), а также  $N^+$  и других, в зависимости от наблюдаемых в спектре эмиссионных линий. В случае кислорода, когда не ожидается значимая доля присутствия ионов более высокой степени ионизации, чем  $O^{++}$ , полное содержание можно вычислить по формуле  $O/H = O^+/H^+ + O^{++}/H^+$ .

При очень сильном нагреве газа (в частности, когда видны линии с большим потенциалом ионизации, например He II  $\lambda 4686$ ) необходимо дополнительно учитывать поправки за более высокие уровни ионизации (Izotov et al., 2006).

### 6.1.5. Диагностика ионизации областей Н II

Диагностические карты и диаграммы, основанные на пространственно разрешенных спектроскопических данных, позволяют охарактеризовать физические условия в различных участках галактических туманностей и выявить локальные процессы, которые остаются незаметными при интегральных измерениях. В предлагаемом обзоре планируется как построение диагностических диаграмм для межзвездного газа, попадающего в щель при длиннощелевой спектроскопии, так и анализ по всему полю тех областей, для которых снята фотометрия в узких фильтрах на приборе MaNGaL. На основе полученных данных могут быть оценены распределения различных физических величин по всему полю туманностей. Так, отношение [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  чувствительно к электронной концентрации и используется для построения карт распределения концентрации ионизованного газа. Отношение

[O III]  $\lambda$  5007/[O II]  $\lambda$  3727 характеризует распределение так называемого ионизационного параметра  $U$  (если получение линии [O II] невозможно, можно использовать [S II]  $\lambda$  6716,  $\lambda$  6731/ $H\alpha$ , [N II]  $\lambda$  6584/ $H\alpha$ , [O III]  $\lambda$  5007/ $H\beta$  и другие отношения (см., например, Relaño et al., 2010)). Эти индикаторы косвенно связаны с  $U$ , однако чувствительны и к другим параметрам. Так, повышение  $U$  сопровождается ростом отношения [O III]/[O II] и уменьшением отношений [S II]/ $H\alpha$ , [N II]/ $H\alpha$ , что отражает увеличение степени ионизации газа. Высокое отношение [O III]/ $H\beta$  также показывает области повышенного возбуждения газа (вблизи центральных звезд или ударных фронтов), градиенты ионизации в туманности. Повышение отношения [S II]  $\lambda$  6716,  $\lambda$  6731/ $H\alpha$  может указывать и на наличие ударного фронта, в таком случае ожидается пространственно совпадающее высокое отношение [O II]/ $H\beta$  (см., например, Masciadri and Raga, 2001; Núñez-Díaz et al., 2012) и повышение дисперсии скоростей или смещение в эмиссионных линиях (см., например, Law et al., 2021; Oparin and Moiseev, 2018).

Необходимо заметить, что при анализе пространственно разрешенных данных следует с осторожностью использовать разделительные линии классических BPT-диаграмм (Baldwin et al., 1981; Kewley et al., 2001; Kauffmann et al., 2003), полученные для интегральных данных, и базирующуюся на них классификацию областей ионизованного газа. Примеры анализа диаграмм, основанных на отношениях эмиссионных линий в случае пространственно разрешенных туманностей, можно найти в работах Akras et al. (2020) и Kreckel et al. (2024).

## 6.2. Ближний ИК-диапазон

Наблюдения в ближнем ИК-диапазоне объектов из обзора OPTIMUS проводятся с помощью камеры ASTRONIRCAM (Nadjir et al., 2017) на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ<sup>2)</sup>. Поле зрения у ASTRONIRCAM меньше, чем у MaNGA, и составляет  $4'6 \times 4'6$ . Используя призму для ASTRONIRCAM, можно получить ИК-спектры низкого разрешения, для которых  $\lambda/\delta\lambda \approx 10^{3.1}$ . Планируется получение изображений в фильтрах  $B\gamma$  ( $\lambda = 2165$ ,  $\delta\lambda = 21.2$  нм), [Fe II] ( $\lambda = 1642$ ,  $\delta\lambda = 26.1$  нм) и  $H_2$  ( $\lambda = 2129$ ,  $\delta\lambda = 46.2$  нм), позволяющих определить местоположение фронтов ионизации атомарного и диссоциации молекулярного водорода. Дополнительно снимаются изображения в узкополосном  $K_{cont}$  ( $\lambda = 2270$ ,  $\delta\lambda = 39.3$  нм) и широкополосном  $H$

( $\lambda = 1635$ ,  $\delta\lambda = 291$  нм) фильтрах для вычитания континуума.

Благодаря невысокому поглощению излучения в этих линиях от объекта до наблюдателя в ближнем ИК-диапазоне (Habart et al., 2023; Kirsanova et al., 2023c), мы определяем положения этих фронтов с высокой точностью. Значение  $A_V$ , полученное в рамках работы с оптическими данными, позволяет оценить значение  $A_{B\gamma}$  и скорректировать полученные изображения и спектры за поглощение.

Фронты диссоциации  $H_2$  можно увидеть только на изображениях в фильтре  $H_2$ . Анализируя их положение и измеряя отношение интенсивностей линий  $B\gamma/H_2$ , мы планируем определить физические условия среды — концентрацию газа и поле УФ-излучения — путем сравнения наблюдаемого и теоретического отношения для ФДО (Sternberg et al., 2014).

ИК-изображения будут дополнены спектрами с длинной щелью в направлении фронтов диссоциации  $H_2$ . По линиям молекулярного водорода в спектрах будут проведены оценки температуры газа, возбужденного УФ-излучением горячих звезд, а также лучевой концентрации водорода. Таким образом, мы сможем восстановить структуру ионизованной и атомарной составляющих межзвездной среды вокруг молодых массивных звезд.

Сопоставляя положения фронтов ионизации и диссоциации в наблюдениях и численном моделировании кодом MARION (Kirsanova et al., 2009; Kirsanova and Wiebe, 2019), мы можем понять свойства среды, в которой образовались массивные звезды: является ли эта среда сплошной или состоит из плотных сгустков, погруженных в газ меньшей плотности, либо фронт диссоциации состоит из нескольких слоев. Сравнивая наблюдаемое распределение ионизованного газа в областях II и результаты моделирования кодом MARION, мы сможем оценить влияние звездного ветра на расширение ионизованного газа.

### 6.2.1. Температура и лучевая концентрация $H_2$

Пренебрегая фоновой температурой и оставаясь в предположении локального термодинамического равновесия, можно применить следующее уравнение, переписав его в виде, удобном для построения диаграмм населенностей из работы Goldsmith and Langer (1999):

$$\ln N = \ln \frac{N_u}{g_u} + \ln Q(T_{ex}) + \frac{E_u}{kT_{ex}}. \quad (7)$$

Здесь  $N$  — полная лучевая концентрация,  $N_u/g_u$  — отношение лучевой концентрации на верхнем уровне к статистическому весу уровня  $g_u = (2I + 1)(2J + 1)$ ,  $I$  — полный спин ядра,  $J$  — вращательное квантовое число верхнего уровня

<sup>2)</sup><https://obs.sai.msu.ru/cmo/sai25/>

перехода,  $T_{\text{ex}}$  — температура возбуждения. Величина  $N_u$  может быть определена по интенсивности линии  $I$  колебательно-вращательного каскада  $\text{H}_2$ :

$$N_u = 4\pi \frac{I}{A_{\text{ul}} \Delta E}, \quad (8)$$

где  $A_{\text{ul}}$  — коэффициент Эйнштейна для спонтанного перехода,  $\Delta E$  — разность энергий между двумя уровнями. Вычислив значения  $N_u/g_u$  для нескольких уровней, можно построить диаграмму населенностей, где по оси  $y$  откладываются значения  $\ln(N_u/g_u)$ , а по оси  $x$  — величина  $E_u/k$ . В этом случае наклон прямой, проходящей через точки на диаграмме, — это  $1/T_{\text{ex}}$ , а по точке пересечения прямой с осью  $y$  определяется полная лучевая концентрация  $N$ . Значение статистической суммы  $Q(T_{\text{ex}})$  надежно определяется следующим выражением для суммирования по значениям энергий верхнего уровня  $E_u/k \leq 25\,000$  К (Herbst et al., 1996):

$$Q(T_{\text{ex}}) = \frac{0.0247 T_{\text{ex}}}{1 - \exp(-6000/T_{\text{ex}})}. \quad (9)$$

Поскольку длиннощелевые спектры, получаемые камерой ASTRONIRCAM, проходят через участки ФДО с различными физическими условиями и на разных расстояниях от ионизирующих звезд, мы предполагаем разбивать щель на секторы и отслеживать, как меняются температура возбуждения и концентрация молекулярного водорода в зависимости от расстояния.

### 6.3. Миллиметровый диапазон

Для образования звезд важно наличие поблизости источников ударных волн и мощного УФ-излучения. Высокоскоростные потоки газа могут как стимулировать звездообразование, сжимая диффузный газ, так и разрушать уже имеющиеся плотные звездообразующие сгустки. То же самое касается и УФ-излучения. По лучевым скоростям линий молекул исследуется кинематика газа в волокнах и плотных сгустках волокон, проводятся оценки температуры и плотности газа.

Наблюдения в миллиметровом диапазоне объектов из обзора OPTIMUS проводились на 20-м телескопе обсерватории Онсала. Был использован двухполяризационный приемник на длине волны 3 мм с двумя полосами приема по  $2 \times 2.5$  ГГц (см. полное описание приемника в работе Belitsky et al., 2015). Спектральное разрешение составляло 76 кГц, что соответствует примерно  $0.2 \text{ км с}^{-1}$ , размер диаграммы направленности варьируется в пределах  $30''$ – $40''$ , в зависимости от частоты.

Вместо составления полных карт объектов в избранных линиях, в миллиметровом диапазоне

наблюдения велись вдоль тех же щелей, что были выбраны в оптической и ИК-частях обзора для согласованности результатов. С целью определения температуры холодного молекулярного газа были выбраны следующие линии для наблюдений: серия  $5_K$ – $4_K$  молекулы  $\text{CH}_3\text{CSH}$  и серия  $2_K$ – $1_K$  молекулы  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Линии  $\text{CSH}(1-0)$  наблюдались для исследования кинематики ФДО, а пара линий  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  и  $\text{N}_2\text{D}^+(1-0)$  — для исследования шкалы звездообразования в холодном газе. Пара линий  $\text{CS}(2-1)$  и  $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$  используется для определения лучевой концентрации холодного молекулярного газа.

#### 6.3.1. Температура и лучевая концентрация молекул

Метод построения диаграмм населенностей, описанный в предыдущем разделе, используется для определения температуры по сериям линий  $5_K$ – $4_K$  молекулы  $\text{CH}_3\text{CSH}$  и  $2_K$ – $1_K$  метанола. В молекуле метанола допускаются и столкновительные, и радиативные переходы между  $K$ -лестницами, что ведет к установлению неравновесной населенности уровней (Kalenskii and Kurtz, 2016), но в случае  $\text{CH}_3\text{CSH}$  переходы между  $K$ -лестницами только столкновительные. Поэтому мы сможем не только определить физические параметры газа, но и оценить эффекты неравновесного возбуждения молекул.

Поскольку для каждой из молекул было получено по одной линии, мы используем либо температуру возбуждения  $\text{CH}_3\text{CSH}$ , либо температуру пыли (см. следующий раздел) для оценки лучевой концентрации молекул согласно соотношению (7) (записанному в приближении Релея–Джинса  $h\nu \ll kT$  и без учета фонового излучения), в котором

$$\frac{N_u}{g_u} = \frac{8\pi k\nu^2}{hc^3 A_{\text{ul}} g_u} \int T dv, \quad (10)$$

где статистический вес уровня  $g_u = g_J g_K g_I$  — произведение статистических весов верхнего уровня — величин вращательного квантового числа  $J$ , проекции полного углового момента на ось молекулы  $K$  и спина ядер атомов в молекуле  $I$ . С учетом протяженности областей звездообразования по сравнению с размером диаграммы направленности телескопа ( $\Theta \approx 30''$ – $40''$ ) фактор заполнения диаграммы принимается равным единице. Величина  $\int T dv$  — интегральная интенсивность линии излучения. Значения статистической суммы  $Q(T_{\text{ex}})$  и статистического веса уровня  $g_u$  берутся из базы данных CDMS (Müller et al., 2001).

Используя пару линий основного и более редкого изотопологов,  $\text{CS}(2-1)$  и  $\text{C}^{34}\text{S}(2-1)$ , оптическую толщину излучения  $\tau$  в линии  $\text{CS}(2-1)$  можно

оценить следующим способом. Принимая, что одна из линий, в данном случае CS(2–1), является оптически толстой, а другая, C<sup>34</sup>S(2–1), — оптически тонкой, можно оценить оптическую толщину толстой линии как

$$\frac{T_{\text{thin}}}{T_{\text{thick}}} = \frac{1 - e^{-\tau/r}}{1 - e^{-\tau}} \approx \frac{\tau/r}{1 - e^{-\tau}}, \quad (11)$$

где в качестве  $T_{\text{thin}}$  и  $T_{\text{thick}}$  могут выступать как амплитуды спектральных линий, так и интегральные интенсивности, если форма линии сложная;  $r$  — отношение изотопов. Для вычисления оптической толщины линии CS(2–1) используется отношение содержаний изотопов <sup>32</sup>S к <sup>34</sup>S, равное  $r = 22.5$  для галактоцентрических расстояний объектов из нашего обзора (1–2 кпк, Wilson, 1999). Использование данного подхода подразумевает, что вдоль луча зрения температура возбуждения изотопологов одинакова и постоянна. Зная оптическую толщину перехода, можно вычислить и температуру возбуждения с учетом или без учета фонового излучения (которая для оптически толстого случая и условий ЛТР должна приближаться к температуре газа в молекулярном облаке):

$$T_{\text{thick}} = (T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}})(1 - e^{-\tau}). \quad (12)$$

Для вычисления поправки лучевой концентрации за оптическую толщину используется выражение (Frerking et al., 1982; Goldsmith and Langer, 1999):

$$N_{\text{thick}} = N \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}}. \quad (13)$$

Таким образом, многоволновые наблюдения в обзоре OPTIMUS позволяют получить физические параметры в области Н II, ФДО и молекулярном облаке вдоль одних и тех же направлений в картинной плоскости и восстановить структуру областей звездообразования.

#### 6.4. Работа с архивными данными

##### 6.4.1. ИК-диапазон

Используя архивные ИК-данные, главным образом архивы телескопов Herschel и AKARI, мы проводим оценку лучевой концентрации нейтрального вещества и сравниваем ее с концентрацией вещества, поглощающего оптическое излучение. Таким образом мы определяем, на какой из нейтральных стенок области Н II (на передней или задней) находится больше вещества. Это позволяет исследовать трехмерную структуру молекулярной составляющей межзвездной среды вокруг молодых массивных звезд.

Наблюдательные данные в дальнем ИК-диапазоне берутся из общедоступных архивов, например

ESO<sup>3</sup>), IRSA<sup>4</sup>). В случае данных AKARI используются карты ИК-излучения на 90, 140 и 160 мкм (полосы WIDE-S, WIDE-L и N160 соответственно), полученные при помощи прибора Far-Infrared Surveyor (FIS) (описание прибора и спутника дано в работах Kaneda et al., 2007; Kawada et al., 2007; Murakami et al., 2007) в ходе полного обзора неба AKARI Far-infrared All-Sky Survey (Doi et al., 2015; Takita et al., 2015). Из архивов телескопа Herschel (описание спутника дано в работе Pilbratt et al., 2010) взяты карты ИК-излучения на 70, 160, 250, 350 и 500 мкм, полученные при помощи прибора PACS (Poglitsch et al., 2010) в ходе полного обзора неба Hi-GAL (Molinari et al., 2010). Перед использованием ИК-данных, они приводятся к одинаковому угловому разрешению, которое определяется наибольшей длиной волны.

Для каждого пикселя ИК-изображения строится распределение энергии в спектре, а затем определяется температура пыли с помощью модифицированного закона излучения абсолютно черного тела (Hildebrand, 1983):

$$I_{\lambda} = B_{\lambda}(T)(1 - e^{-\tau_{\lambda}}) \approx B_{\lambda}(T)\tau_{\lambda} = B_{\lambda}(T)\Sigma\kappa_{\lambda}, \quad (14)$$

где  $B_{\lambda}(T)$  — функция Планка,  $\Sigma$  — поверхностная плотность пыли,  $\tau_{\lambda}$  и  $\kappa_{\lambda}$  — оптическая толщина и непрозрачность пыли для данной длины волны соответственно. Непрозрачность пыли определяется следующим образом:

$$\kappa_{\lambda} = \kappa_0 \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^{\beta}. \quad (15)$$

где  $\beta = -1.59$ ,  $\kappa_0 = 0.5 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$  для длины волны 850 мкм, согласно последним результатам миссии Planck (Abergel et al., 2014). Приближение распределения энергии в ИК-спектре в каждом пикселе позволяет получить карты температуры пыли.

Поверхностная плотность пыли  $\Sigma$  в каждом пикселе пересчитывается в лучевую концентрацию ядер водорода в предположении, что отношение массы газа к массе пыли равно 100:

$$N(\text{HI} + \text{H}_2) = \frac{100\Sigma}{1.4m_{\text{H}}}. \quad (16)$$

Для некоторых объектов из обзора OPTIMUS можно использовать уже готовые карты температуры и лучевой концентрации водорода из обзора ViaLactea (Marsh et al., 2017), основанных на данных Herschel. В этой работе спектральное распределение энергии было приближено модифицированным законом Планка с  $\beta = -1.8$ .

<sup>3</sup><http://archive.eso.org/cms.html>

<sup>4</sup><https://irsa.ipac.caltech.edu/frontpage/>

Для удобства сравнения лучевых концентраций нейтрального вещества, полученных из анализа бальмеровских линий и излучения пыли в непрерывном спектре, можно связать величину лучевой концентрации водорода и поглощения линейным соотношением, которое было найдено из статистического анализа данных наблюдений в УФ-диапазоне и представлено в работах Vohlin et al. (1978) и Rachford et al. (2009):

$$N(\text{HI} + \text{H}_2) = 1.87 \times 10^{21} A_V. \quad (17)$$

Таким образом, мы имеем две величины, которые можно сравнивать непосредственно:  $A_V$  из оптических наблюдений и аналог поглощения, который назовем  $A_V^*$ , вычисленный по соотношению (17).

Для оценки интенсивности поля излучения  $G_0$  в каждом пикселе используется уравнение (5.44) на с. 129 из монографии Tielens (2005). Оно связывает температуру пыли и поле излучения, меняющееся по мере удаления от звезды, исходя из геометрических соображений:

$$T_{\text{dust}} \simeq 50 \left( \frac{1}{a} \right)^{0.06} \left( \frac{G_0}{10^4} \right)^{1/6}, \quad (18)$$

где размер пылинки задается в микронах. В представленных расчетах радиус типичной межзвездной пылинки принят  $a = 0.1$  мкм. Этот выбор обусловлен тем, что распределение межзвездных пылинок, пересчитанное по массовой доле, имеет пик вблизи 0.1 мкм (Kim et al., 1994). В данной формуле  $G_0$  измеряется в единицах среднего межзвездного поля в околосолнечной окрестности.

#### 6.4.2. Рентгеновский и ультрафиолетовый диапазоны

Чтобы понять, как звездный ветер влияет на структуру областей Н II, необходимо привлечь наблюдательные данные в рентгеновском диапазоне, например, с телескопов ROSAT (Truemper, 1982), Chandra (Weisskopf et al., 2000) или с телескопа «Спектр-РГ» (Sunyaev et al., 2021).

Для оценки поверхностной яркости протяженного источника в рентгеновском диапазоне мы используем формулу для коэффициента тормозного излучения (уравнение (10.1) на с. 93 в книге Draine, 2011), которое формируется в области сжатого звездного ветра между ионизирующей звездой и областью Н II:

$$j_{\text{ff},\nu} = 5.4 \times 10^{-41} g_{\text{ff}} \left( \frac{T}{10^4} \right)^{-1/2} \exp \left( -\frac{h\nu}{kT} \right) Z^2 n_p n_e, \quad (19)$$

где  $g_{\text{ff}} \approx 1$  — фактор Гаунта,  $Z$  — металличность. Оценивая яркость для диапазонов телескопа eROSITA (Predehl et al., 2021) и принимая, что

$n_p = n_e = 1 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^6 \text{ К}$ , расстояние до области Н II равно 2 кпк, а ее размер  $d = 1$  пк, получаем  $I \approx 6 \times 10^{-9} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1}$  для диапазона 0.5–2 кэВ и  $3 \times 10^{-8} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ стер}^{-1}$  для диапазона 0.5–10 кэВ, что дает потоки  $5 \times 10^{-15}$  и  $2 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$  в этих диапазонах соответственно. Полученные значения поверхностной яркости соответствуют порогам чувствительности для телескопа EROSITA (Tubín-Arenas et al., 2024), поэтому полости в областях Н II, заполненные звездным ветром, сложно обнаружить с его помощью. В то же время более высокая чувствительность телескопов ROSAT и Chandra позволяет выявить такие структуры, что подтверждается результатами ранее упомянутых работ.

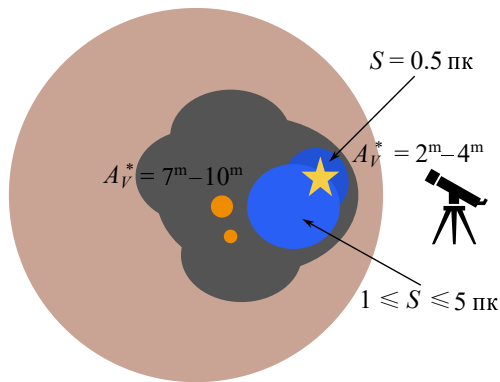
В ультрафиолетовом диапазоне для ряда объектов доступны изображения телескопа GALEX (Morrissey et al., 2007); это дает возможность отождествить ионизирующие звезды и исследовать наиболее горячие области в туманностях.

## 7. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Как видно из рис. 2, в обзоре OPTIMUS представлены объекты с самой разной морфологией. В этом разделе мы кратко изложим результаты оптических наблюдений областей S235, S255 и S257, форма которых напоминает проекцию сферы на картинную плоскость. Области ионизации сформированы вокруг звезд поздних O и ранних B спектральных классов (см. таблицу 1).

Kirsanova et al. (2020a) показали, что оптическое излучение области Н II S235 ослаблено нейтральным веществом с  $A_V \approx 2^m - 4^m$  (см. схему на рис. 3). Максимум поглощения наблюдается к юго-востоку от ионизирующей звезды. Направление на максимальное значение поглощения совпадает с областью максимальной электронной концентрации, которая составляет  $n_e > 300 \text{ см}^{-3}$ . Значение лучевой концентрации водорода, выраженное в единицах оптического поглощения по формуле (17), равно  $A_V^* \approx 7^m - 10^m$ , что означает преобладание нейтрального вещества на задней стенке, а не на передней. Протяженность области Н II вдоль луча зрения варьируется от 2 пк на юго-западе до более чем 10 пк на северо-востоке.

Позже Kirsanova et al. (2023a) показали, что оптическое излучение областей S255 и S257 ослаблено поглощающим нейтральным веществом на передней стенке до  $2^m \leq A_V \leq 5^m$ . В направлении плотного молекулярного облака между этими областями Н II наблюдается рост  $A_V$ , поскольку между ними находится молекулярное облако (см. рис. 1 и 4). Электронная концентрация в S255 и S257 возрастает от  $100 \text{ см}^{-3}$  вблизи ионизирующих звезд до  $400 \text{ см}^{-3}$  на краю этого облака.



**Рис. 3.** Структура области S235. Область H II выделена синим цветом, причем глубина тона отражает значение  $n_e$ : более насыщенный цвет соответствует большему значению, менее насыщенный — меньшему. Молекулярный газ показан коричневым цветом. Ионизирующая звезда обозначена желтым символом, молодые звезды, погруженные в плотный молекулярный газ, — оранжевыми кружками (сам газ отмечен темно-серым цветом).

Также увеличение электронной концентрации наблюдается по краям ионизованных областей S255 и S257. Это увеличение может быть связано с проникновением диффузных УФ-фотонов сквозь сгустки плотного нейтрального вещества и ионизацией последнего. Другая возможность формирования полупустой оболочки — выдувание ионизованного газа из окрестностей молодых звезд звездным ветром.

В трехмерном пространстве S255 и S257 не похожи друг на друга. В частности, S255 со всех сторон окружена плотным нейтральным веществом, в то время как S257 расположена на границе молекулярного облака и не имеет плотных передней и задней стенок. Вероятно, S257 представляет собой область типа блистера, поскольку концентрация как ионизованного, так и нейтрального газа уменьшается по мере удаления от молекулярного облака.

Несмотря на предполагаемые высокие скорости выдувания ионизованного газа звездным ветром, в работе Buslaeva et al. (2021) для скоростей расширения молекулярных оболочек S255 и S257 по линии CSH(1–0) была получена оценка около  $1 \text{ км с}^{-1}$ . Увеличение выборки областей H II с измеренными скоростями расширения оболочки требуется для исследования кинематики ионизованного и нейтрального газа.

Изображения ряда объектов из обзора OPTIMUS, уже исследованных в ближнем ИК-диапазоне (Kirsanova et al., 2023c), показаны на рис. 4. Для проверки калибровки ИК-фотометрии протяженных объектов мы сравнивали наши результаты с наблюдениями из работы Nabart et al. (2023) и достигли полного

согласия по потоку в линиях  $\text{Br}\gamma$  и  $\text{H}_2$  между данными КГО и Keck II.

В области NGC 7538 фронты ионизации и диссоциации сливаются из-за высокой плотности газа и скорости расширения раздуваемой ветром оболочки. Концентрация молекулярного водорода составляет  $10^{4.5} - 10^6 \text{ см}^{-3}$  в направлении фронта диссоциации  $\text{H}_2$  и снижается до значений менее  $10^4 \text{ см}^{-3}$  по мере удаления от звезды. В областях S255 и S257, напротив, расстояние между фронтами ионизации и диссоциации составляет около 0.3–0.4 пк в картинной плоскости, что свидетельствует об их разделенности. Сравнение структуры с результатами теоретического моделирования кодом MARION показало: ионизованный газ в областях S255 и S257 и плотный газ в ФДО состоят из мелких плотных сгустков, погруженных в более разреженную непрерывную среду. Именно эта особенность обеспечивает наблюдаемое расстояние между фронтами. Несмотря на слияние фронтов в картинной плоскости при нашем пространственном разрешении, переходы H I–H<sub>2</sub> в ФДО S255 и S257 являются постепенными, без резких границ.

## 8. СТАТУС ПРОЕКТА

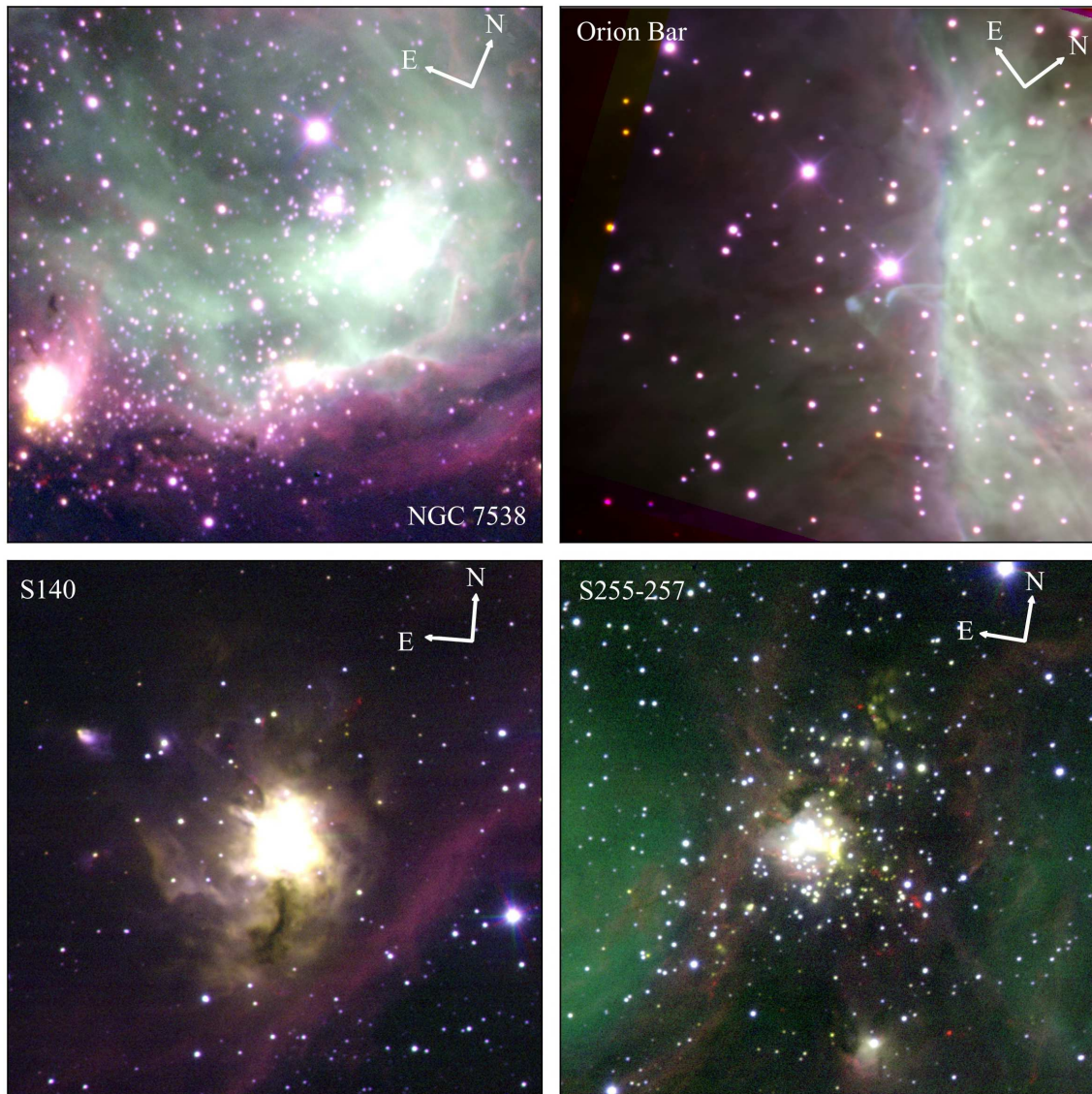
К моменту публикации статьи собраны все оптические изображения и спектры. Кроме того, получены спектры в миллиметровом диапазоне на 20-м телескопе Онсала. ИК-изображения и спектры сняты для некоторых объектов из обзора на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. В настоящее время ведутся новые наблюдения.

Данные наблюдений, по которым научный анализ уже проведен, можно найти по ссылкам в соответствующих статьях (Kirsanova et al., 2020a; 2023a; c).

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проекта OPTIMUS будет построено комплексное наблюдательное и теоретическое описание сложной и многокомпонентной МЗС вокруг молодых массивных звезд. Будет восстановлена пространственная структура и определены физические условия в областях H II, ФДО и окружающих молекулярных облаках на основе наблюдательных данных в широком диапазоне длин волн.

Практическая ценность результатов заключается в подготовке программы исследований областей H II и ФДО на перспективных российских телескопах «Спектр-УФ» и «Миллиметрон». В ходе проекта будет оценена возможность наблюдений объектов из нашей выборки и составлен перечень подходящих целей.

Br $\gamma$  + H $_2$  + [Fe II]

**Рис. 4.** Инфракрасные изображения объектов NGC 7538, S140, S255–S257 и Барьера Ориона из обзора в трех фильтрах (с континуумом) в искусственных цветах: Br $\gamma$  (зеленый), [Fe II] (синий), H $_2$  (красный).

Благодаря открытым архивам активно ведется разработка методов машинного обучения и компьютерного анализа астрономических данных. Ряд международных космических телескопов ориентирован на выполнение обзорных задач, что создает основу для детального изучения отдельных, наиболее интересных или, напротив, типичных объектов. Выборка объектов из обзора OPTIMus может послужить основой для будущих наблюдательных программ телескопов «Спектр-УФ» и «Миллиметрон», которые будут работать в режиме наведения по индивидуальным объектам.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Н. Н. Чугаю, О. В. Егорову, а также анонимному рецензенту данной статьи за замечания и комментарии, которые позволили нам сделать текст более точным и понятным.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Постановка задачи и научный анализ полученных данных проводились в рамках государственного задания ИНАСАН. Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке

Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты». Наблюдения на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ и обработка полученных данных проводились в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития МГУ. Работа А.Д. Яровой была поддержана фондом БАЗИС, грант № 25-1-2-88.

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. P. Abel, C. L. Brogan, G. J. Ferland, et al., *Astrophys. J.* **609**, 247 (2004). DOI:10.1086/421009
2. N. P. Abel, G. J. Ferland, C. R. O'Dell, and T. H. Troland, *Astrophys. J.* **819** (2), article id. 136 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/819/2/136
3. A. Abergel et al. (Planck Collab.), *Astron. and Astrophys.* **571**, id. A11 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201323195
4. S. Akras, H. Monteiro, I. Aleman, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **493** (2), 2238 (2020). DOI:10.1093/mnras/staa383
5. L. D. Anderson, L. Deharveng, A. Zavagno, et al., *Astrophys. J.* **800**, article id. 101 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/800/2/101
6. L. D. Anderson, Z. Makai, M. Luisi, et al., *Astrophys. J.* **882** (1), article id. 11 (2019). DOI:10.3847/1538-4357/ab1c59
7. L. D. Anderson, A. Zavagno, M. J. Barlow, et al., *Astron. and Astrophys.* **537**, id. A1 (2012). DOI:10.1051/0004-6361/201117640
8. P. André, A. Men'shchikov, S. Bontemps, et al., *Astron. and Astrophys.* **518**, id. L102 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/201014666
9. G. Anglada, L. F. Rodríguez, and C. Carrasco-González, *Astron. and Astrophys.* **26** (1), article id. 3 (2018). DOI:10.1007/s00159-018-0107-z
10. S. J. Arthur and M. G. Hoare, *Astrophys. J. Suppl.* **165** (1), 283 (2006). DOI:10.1086/503899
11. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, and R. Terlevich, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **93**, 5 (1981). DOI:10.1086/130766
12. D. S. Balsev, R. T. Rood, T. M. Bania, and L. D. Anderson, *Astrophys. J.* **738** (1), article id. 27 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/738/1/27
13. C. N. Beaumont and J. P. Williams, *Astrophys. J.* **709** (2), 791 (2010a). DOI:10.1088/0004-637X/709/2/791
14. C. N. Beaumont and J. P. Williams, *Astrophys. J.* **709**, 791 (2010b). DOI:10.1088/0004-637X/709/2/791
15. V. Belitsky, I. Lapkin, M. Fredrixon, et al., *Astron. and Astrophys.* **580**, id. A29 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201425573
16. M. T. Beltrán, R. Cesaroni, L. Moscadelli, and C. Codella, *Astron. and Astrophys.* **471** (1), L13 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20077974
17. P. Benaglia, B. Koribalski, C. S. Peri, et al., *Astron. and Astrophys.* **559**, id. A31 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201321976
18. O. Berné, É. Habart, E. Peeters, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **134** (1035), id. 054301 (2022). DOI:10.1088/1538-3873/ac604c
19. H. Beuther, N. Schneider, R. Simon, et al., *Astron. and Astrophys.* **659**, id. A77 (2022). DOI:10.1051/0004-6361/202142689
20. S. Bialy, C. Zucker, A. Goodman, et al., *Astrophys. J.* **919** (1), id. L5 (2021). DOI:10.3847/2041-8213/ac1f95
21. E. Bica, C. M. Dutra, and B. Barbuy, *Astron. and Astrophys.* **397**, 177 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20021479
22. P. Bodenheimer, G. Tenorio-Tagle, and H. W. Yorke, *Astrophys. J.* **233**, 85 (1979). DOI:10.1086/157368
23. R. C. Bohlin, B. D. Savage, and J. F. Drake, *Astrophys. J.* **224**, 132 (1978). DOI:10.1086/156357
24. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, et al., *Astronomy Reports* **60** (1), 1 (2016). DOI:10.1134/S1063772916010017
25. R. A. Burns, H. Imai, T. Handa, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **453**, 3163 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv1836
26. A. I. Buslaeva, M. S. Kirsanova, and A. F. Punanova, *Astronomy Reports* **65** (6), 488 (2021). DOI:10.1134/S1063772921060020
27. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989). DOI:10.1086/167900
28. L. A. Chavarria, L. E. Allen, J. L. Hora, et al., *Astrophys. J.* **682** (1), 445 (2008). DOI:10.1086/588810
29. R. Chini and J. E. Wink, *Astron. and Astrophys.* **139**, L5 (1984).
30. R. Chown, A. Sidhu, E. Peeters, et al., *Astron. and Astrophys.* **685**, id. A75 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202346662
31. E. Churchwell, M. S. Povich, D. Allen, et al., *Astrophys. J.* **649** (2), 759 (2006). DOI:10.1086/507015
32. D. L. Clements, S. Serjeant, and S. Jin, *Nature* **587** (7835), 548 (2020). DOI:10.1038/d41586-020-03288-z
33. S. Cuadrado, J. R. Goicoechea, J. Cernicharo, et al., *Astron. and Astrophys.* **603**, id. A124 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201730459
34. S. Cuadrado, J. R. Goicoechea, P. Pilleri, et al., *Astron. and Astrophys.* **575**, id. A82 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201424568

35. J. E. Dale, T. J. Haworth, and E. Bressert, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **450** (2), 1199 (2015). DOI:10.1093/mnras/stv396
36. L. Deharveng, F. Schuller, L. D. Anderson, et al., *Astron. and Astrophys.* **523**, id. A6 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/201014422
37. L. Deharveng and A. Zavagno, *Proc. IAU Symp.* No. 270, Ed. by J. Alves, B. G. Elmegreen, J. M. Girart, and V. Trimble (Cambridge University Press, Cambridge, 2011) p. 239 (2011). DOI:10.1017/S1743921311000457
38. L. Deharveng, A. Zavagno, and J. Caplan, *Astron. and Astrophys.* **433**, 565 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20041946
39. L. Deharveng, A. Zavagno, M. R. Samal, et al., *Astron. and Astrophys.* **582**, id. A1 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201423835
40. A. Dhabal, L. G. Mundy, M. J. Rizzo, et al., *Astrophys. J.* **853** (2), article id. 169 (2018). DOI:10.3847/1538-4357/aaa76b
41. W. J. Dirienzo, R. Indebetouw, C. Brogan, et al., *Astron. J.* **144** (6), article id. 173 (2012). DOI:10.1088/0004-6256/144/6/173
42. Y. Doi, S. Takita, T. Ootsubo, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **67**, id. 50 (2015). DOI:10.1093/pasj/psv022
43. B. T. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton University Press, Princeton, 2011).
44. J. E. Drew, R. Greimel, M. J. Irwin, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **362** (3), 753 (2005). DOI:10.1111/j.1365-2966.2005.09330.x
45. L. Drissen, T. Martin, L. Rousseau-Nepton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **485** (3), 3930 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz627
46. O. V. Egorov, K. Kreckel, K. M. Sandstrom, et al., *Astrophys. J.* **944** (2), id. L16 (2023). DOI:10.3847/2041-8213/acac92
47. J. M. Eiermann, M. Caputo, T. S. Y. Lai, and A. N. Witt, arXiv e-prints astro/ph:2401.06941 (2024). DOI:10.48550/arXiv.2401.06941
48. C. Eiroa, T. Neckel, C. Sanchez Magro, and M. J. Selby, *Astron. and Astrophys.* **95**, 206 (1981).
49. B. G. Elmegreen and C. J. Lada, *Astrophys. J.* **214**, 725 (1977). DOI:10.1086/155302
50. M. Emprechtinger, M. C. Wiedner, R. Simon, et al., *Astron. and Astrophys.* **496** (3), 731 (2009). DOI:10.1051/0004-6361:200810958
51. C. Esteban and J. Garcia-Rojas, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **478** (2), 2315 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty1168
52. J. E. Everett and E. Churchwell, *Astrophys. J.* **713** (1), 592 (2010). DOI:10.1088/0004-637X/713/1/592
53. T. Faerber, L. D. Anderson, M. Luisi, et al., *Astrophys. J.* **990** (1), id. 30 (2025). DOI:10.3847/1538-4357/ade852
54. G. J. Ferland, R. L. Porter, P. A. M. van Hoof, et al., *Revista Mexicana Astronom. Astrofis.* **49**, 137 (2013). DOI:10.48550/arXiv.1302.4485
55. A. Fernández-Martín, E. Pérez-Montero, J. M. Vilchez, and A. Mampaso, *Astron. and Astrophys.* **597**, id. A84 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201628423
56. N. Flagey, A. Noriega-Crespo, N. Billot, and S. J. Carey, *Astrophys. J.* **741** (1), article id. 4 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/741/1/4
57. M. M. Foley, A. Goodman, C. Zucker, et al., *Astrophys. J.* **947** (2), id. 66 (2023). DOI:10.3847/1538-4357/acb5f4
58. T. Foster and D. Routledge, *Astrophys. J.* **598** (2), 1005 (2003). DOI:10.1086/378947
59. J. Franco, G. Tenorio-Tagle, and P. Bodenheimer, *Astrophys. J.* **349**, 126 (1990). DOI:10.1086/168300
60. M. A. Frerking, W. D. Langer, and R. W. Wilson, *Astrophys. J.* **262**, 590 (1982). DOI:10.1086/160451
61. Gaia Collab., *VizieR Online Data Catalog I/350* (2020). DOI:10.26093/cds/vizieR.1350
62. G. Garcia-Segura and J. Franco, *Astrophys. J.* **469**, 171 (1996). DOI:10.1086/177769
63. D. R. Garnett, *Astron. J.* **103**, 1330 (1992). DOI:10.1086/116146
64. J. E. Gaustad, P. R. McCullough, W. Rosing, and D. Van Buren, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **113** (789), 1326 (2001). DOI:10.1086/323969
65. Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, and S. Roux, *Astron. and Astrophys.* **25**, 337 (1973).
66. M. Gerin, D. A. Neufeld, and J. R. Goicoechea, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 181 (2016). DOI:10.1146/annurev-astro-081915-023409
67. Y. Gong et al. (CSST Collab.), *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy* **69** (3), id. 239501 (2026). DOI:10.1007/s11433-025-2809-0
68. J. R. Goicoechea, J. Pety, S. Cuadrado, et al., *Nature* **537**, 207 (2016). DOI:10.1038/nature18957
69. P. F. Goldsmith and W. D. Langer, *Astrophys. J.* **517**, 209 (1999). DOI:10.1086/307195
70. K. Grasha, B. G. Elmegreen, D. Calzetti, et al., *Astrophys. J.* **842** (1), article id. 25 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa740b
71. C. Guevara, J. Stutzki, V. Ossenkopf-Okada, et al., *Astron. and Astrophys.* **636**, id. A16 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/201834380
72. A. S. Gusev and E. V. Shimanovskaya, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (3), 3045 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1881
73. V. V. Guzmán, J. R. Goicoechea, J. Pety, et al., *Astron. and Astrophys.* **560**, id. A73 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201322460
74. V. V. Guzmán, J. Pety, J. R. Goicoechea, et al., *Astrophys. J.* **800** (2), article id. L33 (2015). DOI:10.1088/2041-8205/800/2/L33
75. V. V. Guzmán, J. Pety, P. Gratier, et al., *Faraday Discussions* **168**, 103 (2014). DOI:10.1039/C3FD00114H
76. E. Habart, R. Le Gal, C. Alvarez, et al., *Astron. and Astrophys.* **673**, id. A149 (2023).

77. T. M. Herbst, S. V. W. Beckwith, A. Glindemann, et al., *Astron. J.* **111**, 2403 (1996). DOI:10.1086/117974
78. C. Hernández-Vera, V. V. Guzmán, J. R. Goicoechea, et al., *Astron. and Astrophys.* **677**, id. A152 (2023). DOI:10.1051/0004-6361/202347206
79. R. H. Hildebrand, *Quarterly Journal Royal Astron. Soc.* **24**, 267 (1983).
80. T. Hirota, K. Ando, T. Bushimata, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **60**, 961 (2008). DOI:10.1093/pasj/60.5.961
81. K. W. Hodapp and N. Schneider, “S106” in *Handbook of Star Forming Regions, vol. 1*, Ed. by B. Reipurth (ASP, Can Francisco, 2008), p. 90.
82. D. J. Hollenbach and A. G. G. M. Tielens, *Reviews of Modern Physics* **71** (1), 173 (1999). DOI:10.1103/RevModPhys.71.173
83. T. Hosokawa and S.-i. Inutsuka, *Astrophys. J.* **623**, 917 (2005). DOI:10.1086/428648
84. T. Hosokawa and S.-i. Inutsuka, *Astrophys. J.* **646** (1), 240 (2006). DOI:10.1086/504789
85. Y. I. Izotov, G. Stasińska, G. Meynet, et al., *Astron. and Astrophys.* **448** (3), 955 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20053763
86. T. Jayasinghe, D. Dixon, M. S. Povich, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (1), 1141 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1738
87. S. Kabanovic, N. Schneider, V. Ossenkopf-Okada, et al., *Astron. and Astrophys.* **659**, id. A36 (2022). DOI:10.1051/0004-6361/202142575
88. S. V. Kalenskii and S. Kurtz, *Astronomy Reports* **60** (8), 702 (2016). DOI:10.1134/S1063772916080047
89. H. Kaneda, W. Kim, T. Onaka, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, S423 (2007). DOI:10.1093/pasj/59.sp2.S423
90. N. S. Kardashev, I. D. Novikov, V. N. Lukash, et al., *Physics Uspekhi* **57** (12), article id. 1199–1228 (2014). DOI:10.3367/UFNe.0184.201412c.1319
91. G. Kauffmann, T. M. Heckman, C. Tremonti, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **346**, 1055 (2003). DOI:10.1111/j.1365-2966.2003.07154.x
92. M. Kawada, H. Baba, P. D. Barthel, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, S389 (2007). DOI:10.1093/pasj/59.sp2.S389
93. S. Kendrew, H. Beuther, R. Simpson, et al., *Astrophys. J.* **825** (2), article id. 142 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/825/2/142
94. L. J. Kewley, M. A. Dopita, R. S. Sutherland, et al., *Astrophys. J.* **556**, 121 (2001). DOI:10.1086/321545
95. S.-H. Kim, P. G. Martin, and P. D. Hendry, *Astrophys. J.* **422**, 164 (1994). DOI:10.1086/173714
96. M. S. Kirsanova, P. V. Baklanov, E. O. Vasiliev, et al., *Physics Uspekhi* **68** (3), 278 (2025). DOI:10.3367/UFNe.2024.08.039744
97. M. S. Kirsanova, P. A. Boley, A. V. Moiseev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **497** (1), 1050 (2020a). DOI:10.1093/mnras/staa2004
98. M. S. Kirsanova, A. V. Moiseev, and P. A. Boley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **526** (4), 5187 (2023a). DOI:10.1093/mnras/stad3060
99. M. S. Kirsanova, V. Ossenkopf-Okada, L. D. Anderson, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **497** (3), 2651 (2020b). DOI:10.1093/mnras/staa2142
100. M. S. Kirsanova and Y. N. Pavlyuchenkov, *Proc. IAU Symp.* No. 362, Ed. D. Worrall (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2023), p. 268.
101. M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, A. O. H. Olofsson, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **520** (1), 751 (2023b). DOI:10.1093/mnras/stac3737
102. M. S. Kirsanova, Y. N. Pavlyuchenkov, D. S. Wiebe, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (4), 5641 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz2048
103. M. S. Kirsanova, A. M. Tatarnikov, P. A. Boley, et al., *Astrophysical Bulletin* **78** (3), 372 (2023c). DOI:10.1134/S199034132360014X
104. M. S. Kirsanova and D. S. Wiebe, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486** (2), 2525 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz983
105. M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, and A. M. Sobolev, *Astronomy Reports* **53** (7), 611 (2009). DOI:10.1134/S106377290907004X
106. K. Kreckel, O. V. Egorov, E. Egorova, et al., *Astron. and Astrophys.* **689**, id. A352 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202449943
107. S. Kurtz, *Proc. IAU Symp.* No. 227, Ed. by R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley (Cambridge University Press, Cambridge, 2005) p. 111. DOI:10.1017/S1743921305004424
108. D. R. Law, X. Ji, F. Belli, et al., *Astrophys. J.* **915** (1), id. 35 (2021). DOI:10.3847/1538-4357/abfe0a
109. A. Leger and J. L. Puget, *Astron. and Astrophys.* **137**, L5 (1984).
110. R. H. Leike, M. Glatzle, and T. A. Enßlin, *Astron. and Astrophys.* **639**, id. A138 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202038169
111. S. F. Likhachev and T. I. Larchenkova, *Physics Uspekhi* **67** (8), 768 (2024). DOI:10.3367/UFNe.2024.03.039662
112. L. A. Lopez, M. R. Krumholz, A. D. Bolatto, et al., *Astrophys. J.* **795** (2), article id. 121 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/795/2/121
113. M. Luisi, L. D. Anderson, N. Schneider, et al., *Science Advances* **7** (15), eabe9511 (2021). DOI:10.1126/sciadv.abe9511
114. V. Luridiana, C. Morisset, and R. A. Shaw, *Astron. and Astrophys.* **573**, id. A42 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201323152
115. A. Marconi, L. Testi, A. Natta, and C. M. Walmsley, *Astron. and Astrophys.* **330**, 696 (1998).
116. K. A. Marsh, A. P. Whitworth, O. Lomax, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **471** (3), 2730 (2017). DOI:10.1093/mnras/stx1723

117. E. Masciadri and A. C. Raga, *Astron. and Astrophys.* **376**, 1073 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20011052
118. W. G. Mathews, *Astrophys. J.* **142**, 1120 (1965). DOI:10.1086/148382
119. M. Mattern, J. Kauffmann, T. Csengeri, et al., *Astron. and Astrophys.* **619**, id. A166 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201833406
120. J. E. Méndez-Delgado, A. Amayo, K. Z. Arellano-Córdova, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **510** (3), 4436 (2022). DOI:10.1093/mnras/stab3782
121. A. F. J. Moffat, M. P. Fitzgerald, and P. D. Jackson, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **38**, 197 (1979).
122. A. Moiseev, A. Perepelitsyn, and D. Oparin, *Experimental Astronomy* **50** (2-3), 199 (2020). DOI:10.1007/s10686-020-09672-x
123. A. V. Moiseev, *Astrophysical Bulletin* **76** (3), 316 (2021). DOI:10.1134/S1990341321030081
124. S. Molinari, B. Swinyard, J. Bally, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **122** (889), 314 (2010). DOI:10.1086/651314
125. B. Mookerjee, G. Sandell, R. Güsten, et al., *Astron. and Astrophys.* **626**, id. A131 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201935482
126. P. Morrissey, T. Conrow, T. A. Barlow, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **173** (2), 682 (2007). DOI:10.1086/520512
127. L. Moscadelli, R. Cesaroni, M. T. Beltrán, and V. M. Rivilla, *Astron. and Astrophys.* **650**, id. A142 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202140829
128. H. S. P. Müller, S. Thorwirth, D. A. Roth, and G. Winnewisser, *Astron. and Astrophys.* **370**, L49 (2001). DOI:10.1051/0004-6361:20010367
129. H. Murakami, H. Baba, P. Barthel, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, S369 (2007). DOI:10.1093/pasj/59.sp2.S369
130. M. S. Murga, M. S. Kirsanova, D. S. Wiebe, and P. A. Boley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **509** (1), 800 (2022). DOI:10.1093/mnras/stab3061
131. A. E. Nadjip, A. M. Tatarnikov, D. W. Toomey, et al., *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 349 (2017). DOI:10.1134/S1990341317030245
132. M. Nakano, K. Sugitani, T. Niwa, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **60**, 739 (2008). DOI:10.1093/pasj/60.4.739
133. I. D. Novikov, S. F. Likhachev, Y. A. Shchekinov, et al., *Physics Uspekhi* **64** (4), 386 (2021). DOI:10.3367/UFNe.2020.12.038898
134. M. Núñez-Díaz, A. Mesa-Delgado, C. Esteban, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **421** (4), 3399 (2012). DOI:10.1111/j.1365-2966.2012.20565.x
135. C. R. O'Dell, G. J. Ferland, and M. Peimbert, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464** (4), 4835 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2713
136. C. R. O'Dell, W. J. Henney, N. P. Abel, et al., *Astron. J.* **137** (1), 367 (2008). DOI:10.1088/0004-6256/137/1/367
137. D. K. Ojha, M. Tamura, Y. Nakajima, et al., *Astrophys. J.* **616** (2), 1042 (2004). DOI:10.1086/425068
138. D. V. Oparin and A. V. Moiseev, *Astrophysical Bulletin* **73** (3), 298 (2018). DOI:10.1134/S1990341318030045
139. V. Ossenkopf, E. Koumpia, Y. Okada, et al., *Astron. and Astrophys.* **580**, id. A83 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201526231
140. V. Ossenkopf, M. Röllig, D. A. Neufeld, et al., *Astron. and Astrophys.* **550**, id. A57 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201219837
141. D. E. Osterbrock and G. J. Ferland, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books, Sausalito 2006).
142. C. Pabst, R. Higgins, J. R. Goicoechea, et al., *Nature* **565** (7741), 618 (2019). DOI:10.1038/s41586-018-0844-1
143. C. H. M. Pabst, J. R. Goicoechea, D. Teyssier, et al., *Astron. and Astrophys.* **639**, id. A2 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202037560
144. B. E. J. Pagel, E. A. Simonson, R. J. Terlevich, and M. G. Edmunds, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **255**, 325 (1992). DOI:10.1093/mnras/255.2.325
145. N. Panwar, M. R. Samal, A. K. Pandey, et al., *Astron. J.* **157** (3), article id. 112 (2019). DOI:10.3847/1538-3881/aafbe6
146. Y. N. Pavlyuchenkov, M. S. Kirsanova, and D. S. Wiebe, *Astronomy Reports* **57** (8), 573 (2013). DOI:10.1134/S1063772913070056
147. E. Peeters, E. Habart, O. Berné, et al., *Astron. and Astrophys.* **685**, id. A74 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202348244
148. M. Peimbert and R. Costero, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya* **5**, 3 (1969).
149. G. L. Pilbratt, J. R. Riedinger, T. Passvogel, et al., *Astron. and Astrophys.* **518**, id. L1 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/201014759
150. A. Poglitsch, C. Waelkens, N. Geis, et al., *Astron. and Astrophys.* **518**, id. L2 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/201014535
151. M. W. Pound and M. G. Wolfire, *Astron. J.* **165** (1), id. 25 (2023). DOI:10.3847/1538-3881/ac9b1f
152. P. Predehl, R. Andritschke, V. Aréñev, et al., *Astron. and Astrophys.* **647**, id. A1 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039313
153. T. Preibisch and H. Zinnecker, *Astron. J.* **117** (5), 2381 (1999). DOI:10.1086/300842
154. B. Proxauf, S. Öttl, and S. Kimeswenger, *Astron. and Astrophys.* **561**, id. A10 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201322581
155. C. Quireza, R. T. Rood, D. S. Balser, and T. M. Bania, *Astrophys. J. Suppl.* **165** (1), 338 (2006). DOI:10.1086/503901
156. B. L. Rachford, T. P. Snow, J. D. Destree, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **180** (1), 125 (2009). DOI:10.1088/0067-0049/180/1/125

157. S. Ramírez Alegría, A. Herrero, A. Marín-Franch, et al., *Astron. and Astrophys.* **535**, id. A8 (2011). DOI:10.1051/0004-6361/201016427
158. M. P. Redman, R. J. R. Williams, and J. E. Dyson, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **298** (1), 33 (1998). DOI:10.1046/j.1365-8711.1998.01542.x
159. A. Reinacher, F. Graf, B. Greiner, et al., *Journal of Astronomical Instrumentation* **7** (4), id. 1840007 (2018). DOI:10.1142/S225117171840007X
160. M. Relaño, A. Monreal-Ibero, J. M. Vilchez, and R. C. Kennicutt, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **402** (3), 1635 (2010). DOI:10.1111/j.1365-2966.2009.16036.x
161. S. Rezaei Kh., C. A. L. Bailer-Jones, J. D. Soler, and E. Zari, *Astron. and Astrophys.* **643**, id. A151 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/202038708
162. P. R. Roelfsema, H. Shibai, L. Armus, et al., *Publ. Astron. Soc. Australia* **35**, id. e030 (2018). DOI:10.1017/pasa.2018.15
163. M. Röllig, V. Ossenkopf, S. Jeyakumar, et al., *Astron. and Astrophys.* **451** (3), 917 (2006). DOI:10.1051/0004-6361:20053845
164. E. Roueff, H. Abgrall, P. Czachorowski, et al., *Astron. and Astrophys.* **630**, id. A58 (2019). DOI:10.1051/0004-6361/201936249
165. D. Russeil, C. Adami, and Y. M. Georgelin, *Astron. and Astrophys.* **470** (1), 161 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20066051
166. N. Schneider, M. Röllig, R. Simon, et al., *Astron. and Astrophys.* **617**, id. A45 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201732508
167. N. Schneider, R. Simon, C. Guevara, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacific* **132** (1016), id. 104301 (2020). DOI:10.1088/1538-3873/aba840
168. N. Z. Scoville, M. S. Yun, D. P. Clemens, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **63**, 821 (1987). DOI:10.1086/191185
169. K. Sellgren, *Astrophys. J.* **277**, 623 (1984). DOI:10.1086/161733
170. S. Sharpless, *Astrophys. J. Suppl.* **4**, 257 (1959). DOI:10.1086/190049
171. T. G. Sitnik, O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486** (2), 2449 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz986
172. L. Spitzer, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (Wiley-Interscience Publication, New York, 1978).
173. H. G. Steggle, M. G. Hoare, and J. M. Pittard, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **466** (4), 4573 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw3373
174. R. Sunyaev, V. Arefiev, V. Babushkin, et al., *Astron. and Astrophys.* **656**, id. A132 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202141179
175. A. Sternberg and A. Dalgarno, *Astrophys. J. Suppl.* **99**, 565 (1995). DOI:10.1086/192198
176. A. Sternberg, F. Le Petit, E. Roueff, and J. Le Bourlot, *Astrophys. J.* **790** (1), article id. 10 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/790/1/10
177. B. Strömgren, *Astrophys. J.* **89**, 526 (1939). DOI:10.1086/144074
178. S. Takita, Y. Doi, T. Ootsubo, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **67**, id. 51 (2015). DOI:10.1093/pasj/psv033
179. K. E. I. Tanaka, J. C. Tan, and Y. Zhang, *Astrophys. J.* **818** (1), article id. 52 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/818/1/52
180. G. Tenorio-Tagle, *Astron. and Astrophys.* **71**, 59 (1979).
181. M. A. Thompson, J. S. Urquhart, T. J. T. Moore, and L. K. Morgan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **421** (1), 408 (2012). DOI:10.1111/j.1365-2966.2011.20315.x
182. A. G. G. M. Tielens, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
183. A. G. G. M. Tielens and D. Hollenbach, *Astrophys. J.* **291**, 747 (1985a). DOI:10.1086/163112
184. A. G. G. M. Tielens and D. Hollenbach, *Astrophys. J.* **291**, 722 (1985b). DOI:10.1086/163111
185. A. G. G. M. Tielens, M. M. Meixner, P. P. van der Werf, et al., *Science* **262**, 86 (1993). DOI:10.1126/science.262.5130.86
186. A. P. Topchieva, D. S. Wiebe, M. S. Kirsanova, and V. V. Krushinskii, *Astronomy Reports* **61**, 1015 (2017). DOI:10.1134/S1063772917120083
187. S. P. Treviño-Morales, A. Fuente, Á. Sánchez-Monge, et al., *Astron. and Astrophys.* **593**, id. L12 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201628899
188. J. Truemper, *Advances in Space Research* **2** (4), 241 (1982). DOI:10.1016/0273-1177(82)90070-9
189. D. Tubin-Arenas, M. Krumpe, G. Lamer, et al., *Astron. and Astrophys.* **682**, id. A35 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202346773
190. C. M. Walmsley, A. Natta, E. Oliva, and L. Testi, *Astron. and Astrophys.* **364**, 301 (2000).
191. C. Watson, T. Corn, E. B. Churchwell, et al., *Astrophys. J.* **694** (1), 546 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/694/1/546
192. R. Weaver, R. McCray, J. Castor, et al., *Astrophys. J.* **218**, 377 (1977). DOI:10.1086/155692
193. P. M. Weilbacher, A. Monreal-Ibero, W. Kollatschny, et al., *Astron. and Astrophys.* **582**, id. A114 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201526529
194. M. Wienen, F. Wyrowski, K. M. Menten, et al., *Astron. and Astrophys.* **609**, id. A125 (2018). DOI:10.1051/0004-6361/201526384
195. M. C. Weisskopf, H. D. Tananbaum, L. P. Van Speybroeck, and S. L. O'Dell, *SPIE Conf. Proc.* **4012**, 2 (2000).
196. T. L. Wilson, *Reports on Progress in Physics* **62** (2), 143 (1999). DOI:10.1088/0034-4885/62/2/002
197. A. Witze, *Nature* **605** (7908), 16 (2022). DOI:10.1038/d41586-022-01213-0
198. Y. Xu, M. J. Reid, X. W. Zheng, and K. M. Menten, *Science* **311** (5757), 54 (2006). DOI:10.1126/science.1120914

199. C. Yasui, N. Kobayashi, M. Saito, et al., *Astrophys. J.* **943** (2), id. 137 (2023). DOI:10.3847/1538-4357/ac94d5
200. A. Zavagno, M. Pomarès, L. Deharveng, et al., *Astron. and Astrophys.* **472**, 835 (2007). DOI:10.1051/0004-6361/20077474
201. W. Zhang, Y. Zhao, L. Ma, et al., *Astron. J.* **169** (5), id. 257 (2025). DOI:10.3847/1538-3881/adb18f
202. H. Zinnecker and H. W. Yorke, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 481 (2007).
203. C. Zucker, J. S. Speagle, E. F. Schlafly, et al., *Astron. and Astrophys.* **633**, id. A51 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/201936145

## OPTIMus—Survey of Massive Star-Forming Regions at Optical, Infrared, and Millimeter Wavelengths

M. S. Kirsanova<sup>1</sup>, A. V. Moiseev<sup>2,3</sup>, A. M. Tatarnikov<sup>3</sup>, A. S. Gusev<sup>3</sup>, A. D. Yarovova<sup>3</sup>, and D. S. Wiebe<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia

<sup>2</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

<sup>3</sup>Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

This work presents a description of the scientific goals and objectives of OPTIMus (OPTical, Infrared, Millimeter survey of massive star-forming regions), a survey of massive star-forming regions in the optical, infrared, and millimeter wavelengths. The survey is aimed at constructing a comprehensive characterization of the multicomponent and structurally complex interstellar medium in the vicinity of young massive stars combining both observational and theoretical aspects. Using multiwavelength observed data, we will reconstruct the three-dimensional structure and determine the physical parameters of H II regions, photodissociation regions, and the surrounding molecular clouds. The paper describes the observed data obtained with the 6-m BTA and Zeiss-1000 telescopes of the Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, the 2.5-m telescope of the Caucasian Mountain Observatory of the Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, and the 20-m telescope of the Onsala Space Observatory.

Keywords: *surveys; galaxies: star formation; ISM: H II regions*