

УДК 524.5:52-14; 524.5-32; 524.354; 524.7

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ РАСШИРЕНИЯ СВЕРХОБОЛОЧЕК ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА В БЛИЗКИХ ГАЛАКТИКАХ ПО ДАННЫМ ПАНОРАМНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2021 Г. В. Смирнов-Пинчуков^{1*}, О. В. Егоров^{2,3**}

¹Институт астрономии им. Макса Планка, Гейдельберг, D-69117 Германия

²Астрономический вычислительный институт Университета Гейдельберга, Гейдельберг, 69120 Германия

³Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2021 года; после доработки 6 сентября 2021 года; принята к публикации 6 сентября 2021 года

Изучение динамических свойств оболочек в межзвездной среде важно для понимания механизмов обратной связи от процессов звездообразования в галактиках. Проводимая панорамная спектроскопия близких галактик со звездообразованием выявляет в них множество расширяющихся оболочек и сверхоболочек, идентифицируемых по локальному повышению дисперсии скоростей газа. Ограниченное угловое разрешение зачастую не позволяет надежно измерить скорость их расширения в галактиках за пределами Местной группы, даже несмотря на достаточное спектральное разрешение. Мы представляем метод, позволяющий измерять скорость расширения оболочек вокруг массивных звезд и скоплений, используя информацию о локальных вариациях дисперсии скоростей газа. Метод адаптирован для применяемых на 6-м телескопе САО РАН интерферометрах Фабри–Перо, а также для любых панорамных спектрографов с гауссовой формой инструментального контура. Мы применяем описанный метод для анализа кинематики сверхоболочек ионизованного газа и единственного известного остатка сверхновой в галактике IC 1613. Оценка кинематического возраста остатка сверхновой (порядка 3100 лет) хорошо согласуется с полученной ранее независимой оценкой по рентгеновским данным.

Ключевые слова: межзвездная среда: пустоты — методы: анализ данных — межзвездная среда: кинематика и динамика — межзвездная среда: остатки сверхновых — галактики: отдельные: IC 1613

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезды с массой $M > 8 M_{\odot}$ играют важную роль в эволюции межзвездной среды галактик. Их ветер, ионизирующее излучение и последующие взрывы сверхновых являются источником энергии для формирования оболочечных структур вокруг скоплений и ОВ-ассоциаций. Размеры наблюдаемых оболочек варьируются в широком диапазоне — от единиц парсек до нескольких сотен парсек у сверхоболочек (Oey and Clarke 1997, Nath et al. 2020). Продолжительный приток энергии от нескольких поколений звезд приводит к дальнейшему увеличению сверхоболочек до размеров 1–3 кпк (Weisz et al. 2009, Warren et al. 2011). В некоторых карликовых галактиках такие гигантские сверхоболочки являются доминирующей структурой межзвездной среды (Egorov et al.

2018). Подобные сверхоболочки размером более нескольких сотен парсек наблюдаются в основном в атомарном водороде H I 21 см (Bagetakos et al. 2011), хотя глубокие изображения в эмиссионных линиях позволяют детектировать подобные структуры и в ионизованном газе (Egorov et al. 2014; 2017).

Классическая модель эволюции газовых оболочек под действием ветра массивных звезд (Weaver et al. 1977), а также под действием совокупного ветра множества звезд и энергии сверхновых (Mac Low and McCray 1988) хорошо описывает наблюдаемые структуры в межзвездной среде галактик на качественном уровне. Согласно этой модели, радиус оболочки R зависит от времени t и притока механической энергии L как $R \sim L^{1/5} t^{3/5}$. Соответственно, в каждый момент времени скорость расширения оболочки $v_{\text{exp}} \sim L^{1/5} t^{-2/5}$. Таким образом, можно оценить возраст оболочки и необходимую энергию для ее формирования, исходя

*E-mail: smirnov@mpia.de

**E-mail: egorov@sai.msu.ru

из наблюдаемых величин — размера и скорости расширения. В частности, возраст оболочки в рамках модели Weaver et al. (1977) оценивается как $t = 0.6R/v_{\text{exp}}$. Благодаря такой довольно простой аналитической зависимости наблюдаемые параметры сверхоболочек в близких галактиках могут служить индикаторами свойств массивных звезд, ответственных за формирование этих структур. Однако численное сравнение наблюдаемых характеристик сверхоболочек со значениями, предсказанными моделью (Weaver et al. 1977), показало расхождение величин в несколько раз (Oey and García-Segura 2004). В качестве одной из основных причин такого расхождения рассматриваются радиационные потери на высвечивание энергии, которые могут составлять от 60 % до почти 100 % (Sharma et al. 2014, Vasiliev et al. 2015a, Yadav et al. 2017). Новая аналитическая модель эволюции сверхоболочек, предложенная в работе El-Badry et al. (2019), учитывает этот фактор в качестве одного из параметров. Тем не менее остается открытым вопрос о том, как изменяется эффективность переноса энергии от звездных скоплений в механическую энергию сверхоболочек в различных условиях (например, при разных металличностях, плотности газа).

Развитие методов панорамной спектроскопии привело к возможности детального сравнения наблюдаемых свойств массивных звезд и окружающих их областей ионизованного газа в нескольких близких галактиках, что позволило оценить вклад различных процессов обратной связи в общий процесс обмена энергией и моментом с межзвездной средой (Egorov et al. 2014; 2017, McLeod et al. 2019, Ramachandran et al. 2019, McLeod et al. 2020). Однако подобные исследования существенно ограничены пространственным и спектральным разрешением наблюдательных данных. Так, при характерном размере оболочек вокруг отдельных массивных звезд или небольших ОВ-ассоциаций в несколько десятков парсек уже на расстоянии в 4–5 Мпк (например, до группы М 81 (Karachentsev et al. 2013)) такие объекты зачастую имеют угловой размер, сравнимый с угловым разрешением наблюдательных данных (порядка $2''$ – $3''$), что существенно затрудняет измерение размера оболочки и скорости ее расширения. Помимо этого, при характерных наблюдаемых скоростях расширения оболочек 20 – 50 км с^{-1} большинство современных панорамных спектрографов не способны разрешить профиль эмиссионной линии на компоненты для надежной оценки скорости расширения. Наблюдения ряда близких карликовых галактик, выполненные с помощью интерферометра Фабри–Перо (ИФП) в линии $\text{H}\alpha$, демонстрируют наличие существенного количества областей повышенной дисперсии скоростей ионизованного газа, положение

которых на диаграмме «интенсивность–дисперсия скоростей» (I – σ) позволяет интерпретировать их как спектрально неразрешенные расширяющиеся сверхоболочки (Moiseev and Lozinskaya 2012). Численное моделирование взаимодействия множества остатков сверхновых позволяет получить похожую на наблюдаемую картину в пространстве параметров (I – σ), что подтверждает такую интерпретацию (Vasiliev et al. 2015b). Как было показано в работе Guerrero et al. (1998), в таких сверхоболочках должен наблюдаться радиальный градиент ширины профиля эмиссионной линии, который можно использовать для оценки скорости расширения, однако для этого требуется довольно высокое угловое разрешение. С другой стороны, как было показано в работе Tenorio-Tagle et al. (1996), наличие пространственно неразрешенной оболочки также приводит к уширению наблюдаемого профиля эмиссионной линии. В частности, Moiseev and Lozinskaya (2012) было предложено использовать этот эффект для поиска уникальных эмиссионных объектов, обладающих высокими скоростями звездного ветра (например, звезды Вольфа–Райе, яркие голубые переменные), на зависимости (I – σ) для исследуемых галактик. Таким образом, даже в случае недостаточного пространственного и спектрального разрешения расширяющиеся оболочки вокруг звезд и скоплений могут быть идентифицированы по изменению ширины профиля спектральной линии. Однако часто не представляется возможным оценить физические параметры такой оболочки (в частности, скорость расширения) напрямую, без использования модельных предположений о ее геометрии.

В настоящей работе мы представляем метод, позволяющий оценить скорость расширения газовых оболочек в межзвездной среде, исходя из измерений ширины профиля эмиссионной линии в их интегральных спектрах и из средней дисперсии скоростей межзвездной среды в галактике. В основе метода лежит аналитическая модель однородной сферически симметричной расширяющейся оболочки в турбулентной межзвездной среде, однако мы демонстрируем, что получаемые с его помощью оценки справедливы и для случая неоднородных оболочек, а также хорошо согласуются с «прямыми» измерениями скорости расширения и возраста наблюдаемых сверхоболочек и остатков сверхновых (на примере галактики IC 1613). Описываемый метод применим, в частности, к пространственно неразрешенным (или плохо разрешенным) оболочкам, а также в случае недостаточного спектрального разрешения для декомпозиции профиля линии на кинематически выделенные компоненты. В статье мы рассматриваем два вида спектрографов: с инструментальным контуром (line spread function, LSF) в виде функции Лоренца

(как в интерферометрах Фабри–Перо, ИФП) и с гауссовым инструментальным контуром (применимо ко многим классическим панорамным спектрографам). Мы рассмотрели три значения ширины лоренцевского LSF, соответствующие ИФП, используемым¹ в составе фокального редуктора SCORPIO-2 (Afanasiev and Moiseev 2011) на 6-м телескопе САО РАН.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 описана аналитическая модель однородной расширяющейся оболочки в турбулентной среде и факторы, влияющие на форму интегрального профиля эмиссионных линий от нее (турбулентность межзвездной среды, тепловое и инструментальное уширение), а также приводится качественное сравнение построенной модели с профилями линии $H\alpha$ наблюдаемых объектов. Раздел 3 описывает предлагаемый метод измерения скорости расширения оболочки по наблюдаемой дисперсии скоростей, а также результаты его тестирования методом Монте-Карло. В разделе 4 мы используем описанный метод для оценки скорости расширения сверхоболочек ионизованного газа в галактике IC 1613 и определения кинематического возраста единственного остатка сверхновой в этой галактике. Основные выводы работы суммированы в разделе 5.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ОБОЛОЧКИ

2.1. Однородная расширяющаяся оболочка в невозмущенной межзвездной среде

Согласно классической модели эволюции оболочки, расширяющейся под действием притока энергии от ветра массивных звезд и сверхновых (Weaver et al. 1977) (см. также Lozinskaya (1992)), распространение ударных волн в межзвездной среде приводит к формированию довольно тонкого слоя сгребаемого вещества с одинаковым давлением газа внутри этого слоя. Согласно формуле (73) из работы Weaver et al. (1977), при характерных скоростях расширения оболочки $v_{\text{exp}} \sim 20\text{--}50 \text{ км с}^{-1}$ и скорости звука в ионизованном газе $c_s \sim 10 \text{ км с}^{-1}$ толщина образовавшейся оболочки составляет 2–7% от ее радиуса. Толщина реально наблюдаемых оболочек обычно несколько выше (например, 7–25% от радиуса для БМО (Oey 1996), в среднем около 25% для ИК-оболочек в нашей Галактике (Churchwell et al. 2006)), но все равно мала по сравнению с диаметром оболочки, что дает нам возможность использовать модель

¹Актуальный список: https://www.sao.ru/hq/lsfvo/devices/scorpio-2/ifp_eng.html

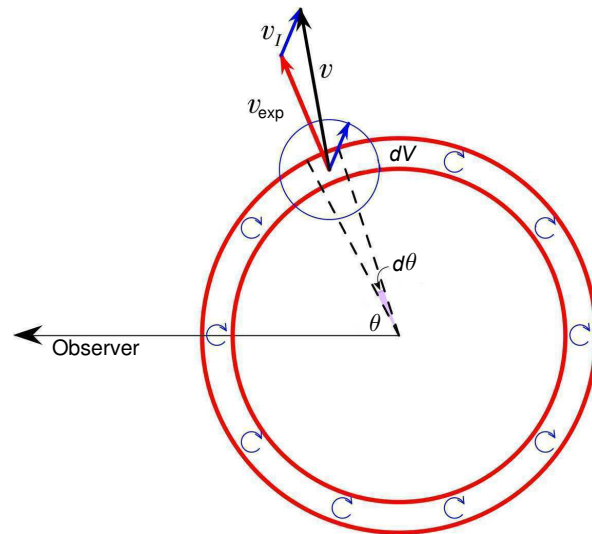


Рис. 1. Схема модели однородной расширяющейся оболочки. Скорость излучающего атома из шарового слоя dV с полярным углом θ относительно центра оболочки складывается из скорости расширения оболочки v_{exp} (красный цвет) и случайной скорости от тепловых и турбулентных движений v_I (синий цвет), вызывающей уширение эмиссионной линии.

однородной тонкой сферы для описания наблюдаемой кинематики газа в направлении на нее (см. рис. 1).

Рассмотрим расположенный в стенке оболочки сегмент шарового слоя $(\theta, \theta + d\theta)$ газа объемом dV , лучевая скорость которого сосредоточена в диапазоне $(v, v + dv)$, где v определяется исключительно скоростью расширения оболочки как $v = v_{\text{sys}} + v_{\text{exp}} \cos \theta$. Здесь v_{sys} — лучевая скорость центра оболочки, θ — угол между направлением на наблюдателя и вектором нормали к элементу поверхности (полярный угол). Дифференциал лучевой скорости для такого элемента $dv = -v_{\text{exp}} \sin \theta d\theta$. Принимая толщину оболочки постоянной и равной h , получим

$$\begin{aligned} dV &= \int_0^{2\pi} (hr^2 \sin \theta d\theta) d\varphi \\ &= 2\pi hr^2 \sin \theta d\theta \\ &= -2\pi \frac{hr^2}{v_{\text{exp}}} dv, \end{aligned} \quad (1)$$

где r — радиус оболочки, а φ — азимутальный угол в плоскости, перпендикулярной картинной плоскости (см. рис. 1). Отсюда следует, что

$$\frac{dV}{dv} = -2\pi \frac{hr^2}{v_{\text{exp}}} = \text{const.} \quad (2)$$

Поток излучения в направлении наблюдателя от каждого рассматриваемого элемента dV пропорционален количеству излучающих атомов в нем

(Osterbrock and Ferland 2006). Считая плотность вещества одинаковой во всей оболочке, получаем

$$F_v(v)dv \propto dV = const \times dv. \quad (3)$$

Отсюда следует, что в рассматриваемой модели однородной оболочки наблюдаемый интегральный профиль линии будет иметь прямоугольную форму с одинаковой плотностью потока излучения $F_v(v)$ для диапазона скоростей $[v_{\text{sys}} - v_{\text{exp}}; v_{\text{sys}} + v_{\text{exp}}]$ и при отсутствии излучения за пределами этого диапазона (см. рис. 2, левая панель). Напротив, в случае наблюдений только центральной части такой идеализированной модели профиль эмиссионной линии будет представлять собой два узких прямоугольных пика со скоростями, соответствующими лучевым скоростям приближающейся и удаляющейся стенок оболочки, а их разница равна $2 \times v_{\text{exp}}$ (см. правую панель рис. 2).

В представленной выше схеме учитывает только вклад расширения оболочки в профиль линии, игнорируя тепловое и естественное уширение и вклад турбулентности межзвездной среды. Рассмотрим эти эффекты в следующем разделе.

2.2. Оценка теплового и турбулентного уширения линий

На ширину эмиссионных линий в межзвездной среде влияют три основных фактора: естественная ширина линии (за счет квантовой неопределенности энергии уровня с конечным временем жизни), тепловое уширение линии и турбулентность газа. Естественная ширина линии при этом дает пренебрежимо малый вклад по сравнению с другими факторами, так что мы рассмотрим только роль двух последних.

В предположении локального термодинамического равновесия скорость теплового движения электронов в H II-областях описывается распределением Максвелла, в соответствии с которым дисперсия проекции скорости определяется как

$$\sigma_{\text{th}} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}}, \quad (4)$$

что соответствует $\sigma_{\text{th}} \sim 9.1 \text{ км с}^{-1}$ для ионизованного водорода, принимая характерную электронную температуру $T_e = 10^4 \text{ К}$ (Osterbrock and Ferland 2006).

Ситуация с оценкой дисперсии скоростей турбулентных движений в межзвездной среде сложнее. Наблюдения указывают на сверхзвуковую дисперсию скоростей турбулентных движений ионизованного газа в галактиках (Moiseev et al. 2015, Varidel et al. 2020), причиной которых может являться гравитационная неустойчивость

совместно с действием обратной связи от массивных звезд (Krumholz et al. 2018). Наблюдаемая дисперсия скоростей ионизованного газа при этом коррелирует с темпом звездообразования в галактике, и характерные значения для близких карликовых галактик составляют $\sigma_{\text{turb}} \sim 12\text{--}35 \text{ км с}^{-1}$ (Moiseev et al. 2015), хотя могут быть в несколько раз больше для галактик с высокими темпами звездообразования. Используя данные панорамной спектроскопии, можно оценить эту величину для каждого отдельного исследуемого объекта, например, как взвешенное по потоку в линии H α среднее значение дисперсии скоростей ярких областей H II (Moiseev and Lozinskaya 2012).

Таким образом, за счет теплового уширения и турбулентных движений в межзвездной среде наблюдаемый профиль эмиссионных линий, излучаемых за пределами оболочки, представляет собой гауссиану с дисперсией скоростей

$$\sigma_{\text{ISM}} = \sqrt{\sigma_{\text{th}}^2 + \sigma_{\text{turb}}^2} \sim 15\text{--}36 \text{ км с}^{-1}. \quad (5)$$

Предполагая, что указанные механизмы приводят к одинаковому уширению эмиссионных линий, излучаемых ионизованным газом в стенках оболочки и в окружающей межзвездной среде, итоговый профиль линии от оболочки может быть получен путем свертки прямоугольного распределения, полученного в предыдущем разделе, с функцией Гаусса с шириной $FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_{\text{ISM}}$.

2.3. Сравнение модельных и наблюдаемых профилей линий

Наблюдаемые форма и ширина спектральной линии зависят от инструментального контура спектрографа. Инструментальный контур ИФП в SCORPIO-2 хорошо описывается функцией Лоренца, а это значит, что итоговый наблюдаемый профиль эмиссионной линии может быть аппроксимирован функцией Фойгта, являющейся сверткой функций Гаусса и Лоренца (Moiseev and Egorov 2008). На рис. 2 показано, что после учета теплового, турбулентного и инструментального уширения профиль линии от рассматриваемой модели действительно похож на наблюдаемые с ИФП (см. раздел 4). Интегральный профиль линии хорошо описывается функцией Фойгта, а профиль линии в направлении центра оболочки — двухкомпонентной функцией Фойгта с центрами отдельных компонент, приходящихся на скорость приближающейся и удаляющейся стенок оболочки.

Продемонстрируем на примере построенной модели, как эффект недостаточного углового разрешения может исказить оценку скорости расширения оболочки, определенную путем декомпозиции

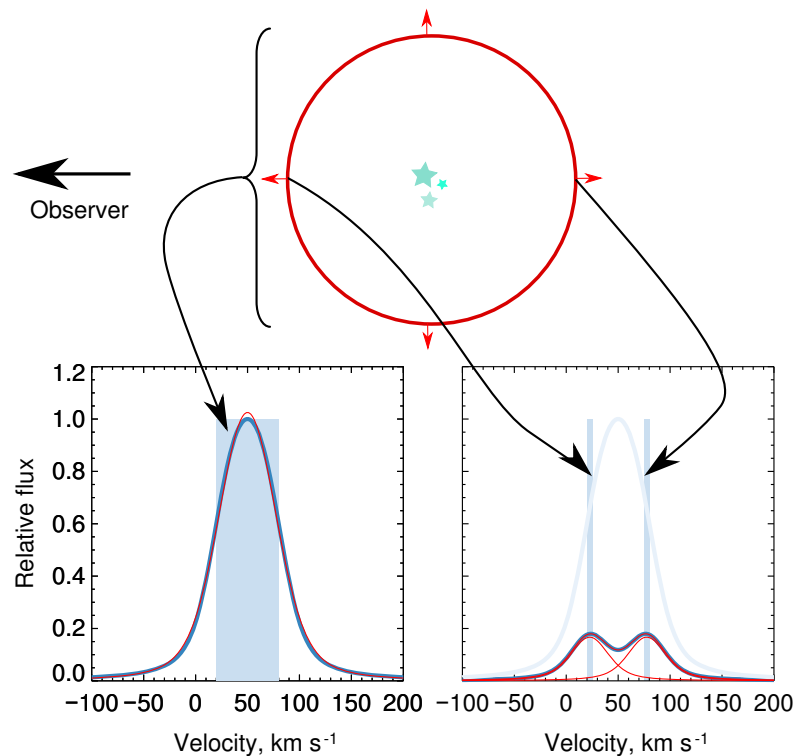


Рис. 2. Схематическое изображение расширяющейся оболочки (сверху) и примеры профиля эмиссионной линии в разных ее частях (снизу). Слева внизу: интегральный профиль эмиссионной линии оболочки, справа внизу: профиль линии в направлении на центр оболочки. Голубой прямоугольник — модельный спектр без учета теплового, турбулентного и инструментального уширения. Синяя кривая — профиль линии с учетом теплового, турбулентного и инструментального уширения, красная линия — аппроксимация одно- или двухкомпонентным профилем Фойгта.

наблюдаемого профиля на компоненты. На рис. 3 показаны примеры профилей линии смоделированной оболочки (расширяющейся со скоростью $v_{\text{exp}} = 35 \text{ км с}^{-1}$ в среде с $\sigma_{\text{ISM}} = 15 \text{ км с}^{-1}$ и наблюдаемой с ИФП IFP751, имеющим ширину $\text{LSF } FWHM_{\text{LOR}} = 18 \text{ км с}^{-1}$), интегрированных в различных апертурах. Наименьшая апертура соответствует центральной части оболочки, а наибольшая — интегральному спектру от всей области. В то время как в первом случае профиль линии четко разделяется на две компоненты, в случае интегрального спектра, соответствующего случаю полностью неразрешенной оболочки, такое разделение отсутствует. При этом видно, что разделение между отдельными компонентами уменьшается при увеличении относительной площади апертуры по сравнению с полной площадью оболочки в картинной плоскости. В рассмотренном случае оценка скорости расширения оболочки будет занижена в 1.5 раза для апертуры 50% от полной площади. Таким образом, даже в случае достаточного спектрального разрешения для декомпозиции профиля на кинематически выделенные компоненты недостаточное угловое разрешение может привести к существенному занижению оценки скорости расширения оболочек, а значит, к завышению их

кинематического возраста и занижению притока энергии, требуемого для их формирования. Для корректного определения этих параметров необходимо, чтобы угловое разрешение данных было не хуже, чем 0.5 от размера оболочки. Это накладывает существенное ограничение на использование оценок, полученных путем декомпозиции профиля линии, для оболочек размером до 100 пк при наблюдении галактик за пределами Местной группы.

Помимо декомпозиции наблюдаемого профиля на кинематически выделенные компоненты можно назвать еще несколько методов оценки скоростей расширения туманностей по наблюдательным данным, упомянутым в литературе. В работе Gueghe et al. (1998) предлагалось использовать радиальный градиент ширины профиля линии для вычисления скоростей расширения туманностей. Однако этот метод не применим при недостаточном угловом разрешении или для неоднородных туманностей. Другой метод описан в работе Dewey (2010), посвященной интерпретации кинематики неразрешенных молодых остатков сверхновых. Как и в настоящей работе (см. раздел 2.1), авторы предполагают, что интегральный спектр расширяющегося остатка сверхновой представляет собой равномерное распределение со скоростями от $-v_{\text{exp}}$ до v_{exp} ,

но при этом не учитываются эффекты, связанные с турбулентностью окружающей межзвездной среды (что в первом приближении справедливо, так как характерные скорости ударных волн в молодых остатках сверхновых на 1–2 порядка выше рассматриваемых в нашей работе) или с негауссовостью инструментального профиля спектрографа. Считая дисперсию равномерного распределения от a до b (от $-v_{\text{exp}}$ до v_{exp}) равной

$$\sigma = \sqrt{\frac{(b-a)^2}{12}} = \sqrt{\frac{v_{\text{exp}}^2}{3}} \approx 0.577 v_{\text{exp}}, \quad (6)$$

авторы определяют скорость расширения остатков сверхновых по наблюдаемой ширине линии. Отметим, что это не совсем корректно, так как дисперсия скоростей, оцениваемая как результат подгонки распределения функцией Гаусса ($\sigma \approx 0.715 v_{\text{exp}}$), будет отличаться от заданной выше для равномерного распределения. С учетом вышесказанного решение, предложенное Dewey (2010), совпадает с частным случаем рассматриваемого нами далее метода (см. раздел 3) при нулевых турбулентных движениях межзвездной среды.

Таким образом, простые оценки могут приводить к существенно (десятки процентов) заниженным или завышенным результатам. Далее мы предлагаем метод оценки скоростей расширения оболочки по измеряемой ширине интегрального профиля линии, основанный на моделировании, учитывающем описанные выше основные эффекты, влияющие на наблюдаемую форму профиля.

3. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ РАСШИРЕНИЯ ОБОЛОЧКИ ПО НАБЛЮДАЕМОЙ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТЕЙ

Как было отмечено выше, при недостаточном угловом и/или спектральном разрешении используемого спектрографа расширение оболочки проявляется как увеличение измеряемой дисперсии скоростей. Этот эффект часто проявляется в наблюдениях. Так, эффективным методом поиска расширяющихся оболочек в близких галактиках является анализ диаграмм ($I-\sigma$) в линии $\text{H}\alpha$ (Muñoz-Tuñón et al. 1996, Moiseev and Lozinskaya 2012, Egorov et al. 2017; 2018), на которых такие объекты выделяются по их повышенной дисперсии скоростей. Компактные туманности вокруг отдельных энергичных объектов (звезд WR, LBV) и неразрешенные остатки сверхновых также выделяются на ($I-\sigma$)-диаграмме как области с высокой интенсивностью и высокой дисперсией скоростей (Moiseev and Lozinskaya 2012). Рассмотрим ниже, как из информации о пространственном распределении дисперсии скоростей в галактике можно оценить скорость расширения таких оболочек.

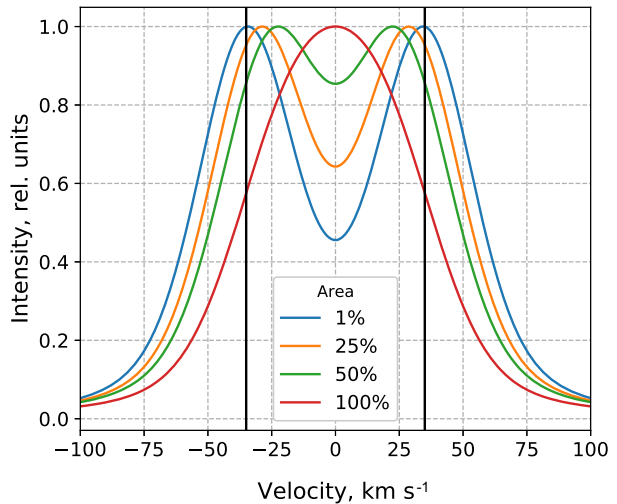


Рис. 3. Модельный профиль эмиссионной линии оболочки, расширяющейся со скоростью $v_{\text{exp}} = 35 \text{ км с}^{-1}$ (отмечена вертикальными линиями) в среде с $\sigma_{\text{ISM}} = 15 \text{ км с}^{-1}$ и «наблюдаемой» со спектрографом с лоренцевским LSF $FWHM_{\text{LOR}} = 18 \text{ км с}^{-1}$. Различные цвета соответствуют разной апертуре при интегрировании: 1% от полной площади в картинной плоскости соответствует центру оболочки, а 100% — всей оболочке.

Для выявления закономерности между измеренной шириной спектральной линии и реальной скоростью расширения оболочки мы построили и проанализировали ряд модельных спектров, полученных в предположении об однородной расширяющейся оболочке в турбулентной межзвездной среде (см. раздел 2). При этом мы варьировали скорость расширения оболочки в диапазоне $v_{\text{exp}} = 5\text{--}95 \text{ км с}^{-1}$ и дисперсию скоростей в межзвездной среде (включающей турбулентное и тепловое уширение линии) $\sigma_{\text{ISM}} = 3\text{--}70 \text{ км с}^{-1}$. Как было сказано выше (см. раздел 2.3), инструментальный контур ИФП хорошо описывается функцией Лоренца. В то же время классические панорамные спектрографы имеют форму LSF, близкую к Гауссиане (например, MaNGA (Law et al. 2021), MUSE (Bacon et al. 2010), IFU в составе SCORPIO-2 (Afanasyev et al. 2018)). В нашем анализе мы рассмотрели четыре вида LSF:

1) LSF имеет форму гауссианы с шириной контура $FWHM_{\text{LSF}}$. В этом случае влияние инструментального уширения на интегральный профиль линии аналогично эффекту, создаваемому турбулентным уширением линии, поэтому в качестве параметра для дальнейшего анализа мы рассматриваем величину $\sqrt{\sigma_{\text{ISM}}^2 + \sigma_{\text{LSF}}^2}$, где $\sigma_{\text{LSF}} = FWHM_{\text{LSF}} / (2\sqrt{2 \ln 2})$. «Наблюдаемая»

дисперсия скоростей σ_{obs} , измеряемая по интегральному спектру оболочки, в данном случае оценивалась путем аппроксимации профиля линии функцией Гаусса.

2) Для случая ИФП LSF имеет форму функции Лоренца. Тогда во всех дальнейших выкладках принимаем $\sigma_{\text{LSF}} = 0$. Отметим, что измеряемая дисперсия скоростей σ_{obs} , получаемая путем аппроксимации наблюдаемого профиля функцией Фойгта, здесь свободна от вклада инструментального уширения, так как относится к гауссовой составляющей (Moiseev and Egorov 2008). Мы рассмотрели три значения ширины лоренцевского контура, соответствующие трем ИФП, используемым в SCORPIO-2 на 6-м телескопе БТА САО РАН:

- $FWHM_{\text{LOR}} = 18 \text{ км с}^{-1}$ (для IFP751);
- $FWHM_{\text{LOR}} = 36 \text{ км с}^{-1}$ (для IFP501);
- $FWHM_{\text{LOR}} = 78 \text{ км с}^{-1}$ (для IFP186).

На рис. 4 представлена зависимость заложенной в модель скорости расширения оболочки от дисперсии скоростей σ_{obs} , измеренной по интегральному спектру оболочки, для разных значений σ_{ISM} . Для каждого из них полученные зависимости хорошо аппроксимируются соотношением вида

$$v_{\text{exp}} = k(\sigma_{\text{obs}}^2 - (\sigma_{\text{ISM}}^2 + \sigma_{\text{LSF}}^2))^a + v_0. \quad (7)$$

Фигурирующие в выражении коэффициенты k , v_0 и показатель степени a зависят от средней дисперсии скоростей газа в галактике σ_{ISM} , а также от формы и ширины инструментального контура спектрографа (параметров σ_{LSF} , $FWHM_{\text{LOR}}$). Характер зависимости каждого параметра от этих величин показан на рис. 5. Отметим, что параметр v_0 имеет значение только в случае высокой дисперсии скоростей невозмущенного газа σ_{ISM} и наиболее существенен при использовании ИФП низкого спектрального разрешения, слабо подходящего для исследования вариаций дисперсии скоростей газа в галактиках. В большинстве случаев при типичных значениях $\sigma_{\text{ISM}} \sim 12\text{--}35 \text{ км с}^{-1}$ в близких галактиках (Moiseev 2015) можно предполагать $v_0 \simeq 0$.

Вариация каждого из параметров k , a , v_0 в выражении (7) в зависимости от $\sqrt{\sigma_{\text{ISM}}^2 + \sigma_{\text{LSF}}^2}$ может быть описана полиномом

$$k(x) = c_{k4}x^4 + c_{k3}x^3 + c_{k2}x^2 + c_{k1}x + c_{k0}, \quad (8)$$

$$a(x) = c_{a2}x^2 + c_{a1}x + c_{a0}, \quad (9)$$

$$v_0(x) = c_{v3}x^3 + c_{v2}x^2 + c_{v1}x + c_{v0}, \quad (10)$$

где $x = \sqrt{\sigma_{\text{ISM}}^2 + \sigma_{\text{LSF}}^2}$ ($\sigma_{\text{LSF}} = 0$ в случае лоренцевского инструментального контура). Значения

коэффициентов в выражениях (8)–(10) приведены в таблице 1 для всех четырех рассмотренных видов LSF.

Для оценки относительной погрешности определения скорости расширения оболочки с помощью уравнения (7), а также устойчивости соотношений (7)–(10) к шуму мы провели дополнительное моделирование методом Монте-Карло. Для каждого из четырех видов LSF мы смоделировали по 4000 спектров оболочек со случайными параметрами, находящимися в диапазоне $\sqrt{\sigma_{\text{ISM}}^2 + \sigma_{\text{LSF}}^2} = 10\text{--}70 \text{ км с}^{-1}$, $v_{\text{exp}} = 5\text{--}110 \text{ км с}^{-1}$, и добавили к ним шум с итоговыми отношениями $S/N = 10$ и $S/N = 100$. К полученным синтетическим профилям мы применили соотношения (7)–(10) и оценили скорость расширения оболочки в каждом случае. Сравнение полученной оценки с настоящим значением, заданным в модели, демонстрирует точность методики. На рис. 6 показана зависимость этих двух величин друг от друга, а также распределение относительной ошибки измерений, вычисленной как $(v_{\text{exp}}[\text{measured}] - v_{\text{exp}}[\text{model}])/v_{\text{exp}}[\text{model}]$. Как видно на рисунке, описанная методика является достаточно устойчивой к шуму и позволяет оценить скорость расширения оболочки с точностью порядка 10% в широком диапазоне скоростей.

Описанный выше метод основан на модели однородной оболочки, однако реальные области Н II имеют более сложную морфологию. Во-первых, наблюдаемые сверхоболочки во внегалактических областях звездообразования формируются благодаря притоку энергии от множества массивных звезд, то есть по сути представляют собой комплексы из сливающихся локальных оболочечных туманностей на разной стадии эволюции. Как было показано в работе Tenorio-Tagle et al. (1996), интегральный спектр таких неразрешенных комплексов по-прежнему хорошо описывается моделью одиночной однородной оболочки, однако при этом может наблюдаться дополнительная широкая компонента низкой интенсивности в крыльях линии — ее вклад не влияет на рассмотренный в настоящей работе анализ. Вторым важным моментом является то, что реальные Н II-области не однородные, а сильно клампированные с существенными локальными неоднородностями плотности и температуры. Проверим, насколько этот эффект влияет на наши оценки.

Рассмотрим оболочку в виде тонкой расширяющейся сферы, но на этот раз пусть яркость каждого элемента dV на рис. 1 варьируется в зависимости от значения углов θ и φ . Для этого мы задаем распределение $I(\theta, \varphi)$ в виде суммы сферических гармоник до восьмого порядка включительно со

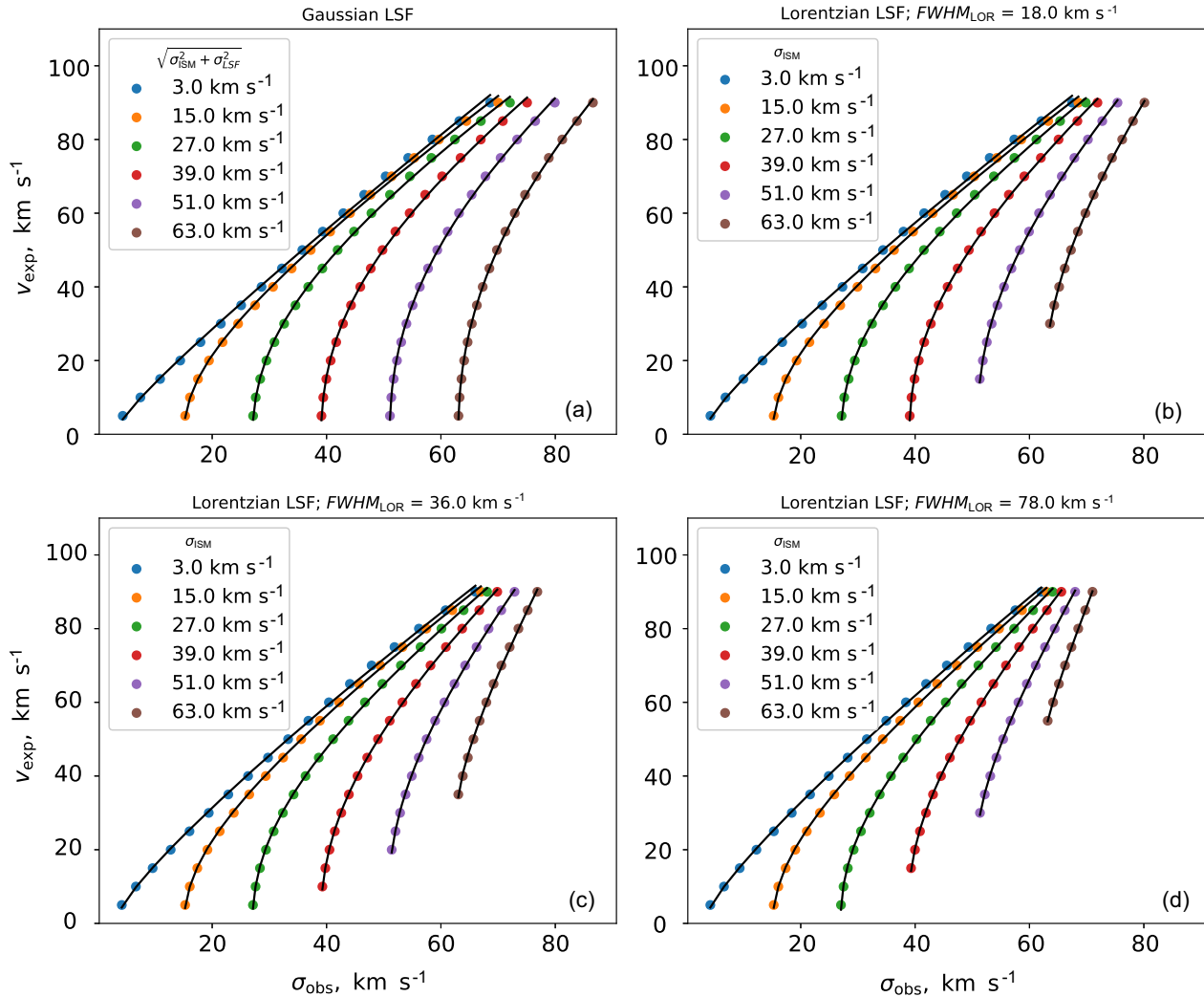


Рис. 4. Связь скорости расширения v_{exp} , наблюдаемой дисперсии скоростей σ_{obs} , дисперсии скоростей невозмущенной межзвездной среды σ_{ISM} , формы и ширины инструментального контура ($FWHM_{\text{LOR}}$, σ_{LSF}), полученная из модели однородной расширяющейся оболочки. Сплошные линии показывают результат наилучшей аппроксимации соотношением вида (7).

случайными значениями амплитуды и с доминирующим вкладом не зависящей от угла (нулевой) компоненты. Итоговое распределение интенсивности от каждого элемента в оболочке представляет собой набор отдельных пятен различного размера с повышенной и пониженной яркостью. Как и в случае однородной модели, интегральный спектр полученной таким образом оболочки сворачивается с гауссианной для учета теплового и турбулентного уширения и с функцией Гаусса или Лоренца, описывающей инструментальный контур спектрографа. Для тестирования применимости формул (7)–(10) к таким структурам с неоднородным распределением яркости мы провели моделирование методом Монте-Карло аналогично описанному выше, но на этот раз синтетический профиль был сгенерирован в рамках модели неоднородной

оболочки. На рис. 7 показан результат сравнения измеренной и заложенной в модель скорости расширения оболочки (для $FWHM_{\text{LOR}} = 18 \text{ км с}^{-1}$). Число областей, показывающих существенное отклонение результата от модели, немного выше, чем в случае однородной оболочки, однако в среднем относительная ошибка по-прежнему находится на уровне 10%. Таким образом, описанный метод применим и в случае оболочечных структур с неоднородным распределением яркости.

В тех случаях, когда звездообразование происходит на границе молекулярного облака, существенный градиент плотности газа вокруг массивных звезд может приводить к формированию несимметричных оболочек, в которых будет наблюдаться азимутальный градиент яркости и скорости. Характерными примерами являются туманности

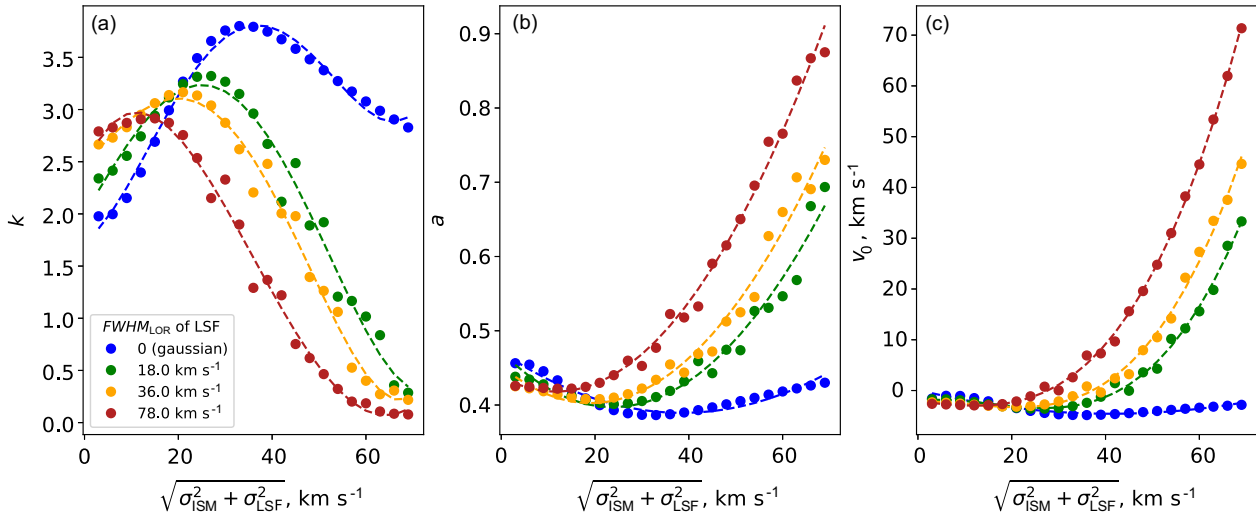


Рис. 5. Зависимость значений параметров k , a и c в формуле (7) от формы и ширины инструментального контура спектрографа σ_{LSF} , $FWHM_{\text{LOR}}$ и от средней дисперсии скоростей газа σ_{ISM} в галактике. Штриховая линия показывает результат наилучшей аппроксимации полиномами в соответствии с формулами (8)–(10) и таблицей 1.

Таблица 1. Коэффициенты полиномиального разложения параметров k , a и v_0 согласно выражениям (8)–(10) для разных значений ширины инструментального контура $FWHM_{\text{LOR}}$

Parameter	$FWHM_{\text{LOR}}$			
	0 km s ⁻¹ (Gaussian LSF)	18 km s ⁻¹ (IFP751)	36 km s ⁻¹ (IFP501)	78 km s ⁻¹ (IFP186)
c_{k0}	1.74	2.0	2.49	2.45
c_{k1}	0.0257	0.0741	0.0433	0.102
c_{k2}	$4.60e-03$	$4.29e-04$	$5.99e-04$	$-5.57e-03$
c_{k3}	$-1.42e-04$	$-7.34e-05$	$-7.62e-05$	$6.37e-05$
c_{k4}	$1.06e-06$	$6.75e-07$	$7.48e-07$	$-1.65e-07$
c_{a0}	0.471	0.472	0.452	0.438
c_{a1}	$-4.27e-03$	$-6.30e-03$	$-5.26e-03$	$-3.48e-03$
c_{a2}	$5.54e-05$	$1.33e-04$	$1.38e-04$	$1.50e-04$
c_{v0}	0.139	-2.0	-2.17	-2.18
c_{v1}	-0.23	0.0922	0.0215	-0.091
c_{v2}	$2.81e-03$	-0.0128	$-9.37e-03$	-0.0011
c_{v3}	$-3.18e-07$	$2.73e-04$	$2.78e-04$	$2.61e-04$

типа блистера (см., например, Egorov et al. (2010)). Для тестирования применимости описанной методики к подобным объектам мы смоделировали оболочечную структуру с плавным азимутальным изменением яркости и скорости. Учитывая, что яркость туманности в эмиссионной линии зависит от плотности газа $I \sim n_e^2 \sim \rho^2$ (Osterbrock and Ferland

2006), а для радиативной ударной волны обычно выполняется соотношение $v\rho^2 \sim \text{const}$ (McKee and Cowie 1975), мы можем задать скорость расширения нашей несимметричной оболочки в каждой точке по закону $v \sim 1/I$. С наблюдательной точки зрения можно выделить два крайних случая: яркая (плотная) сторона оболочки находится в картинной

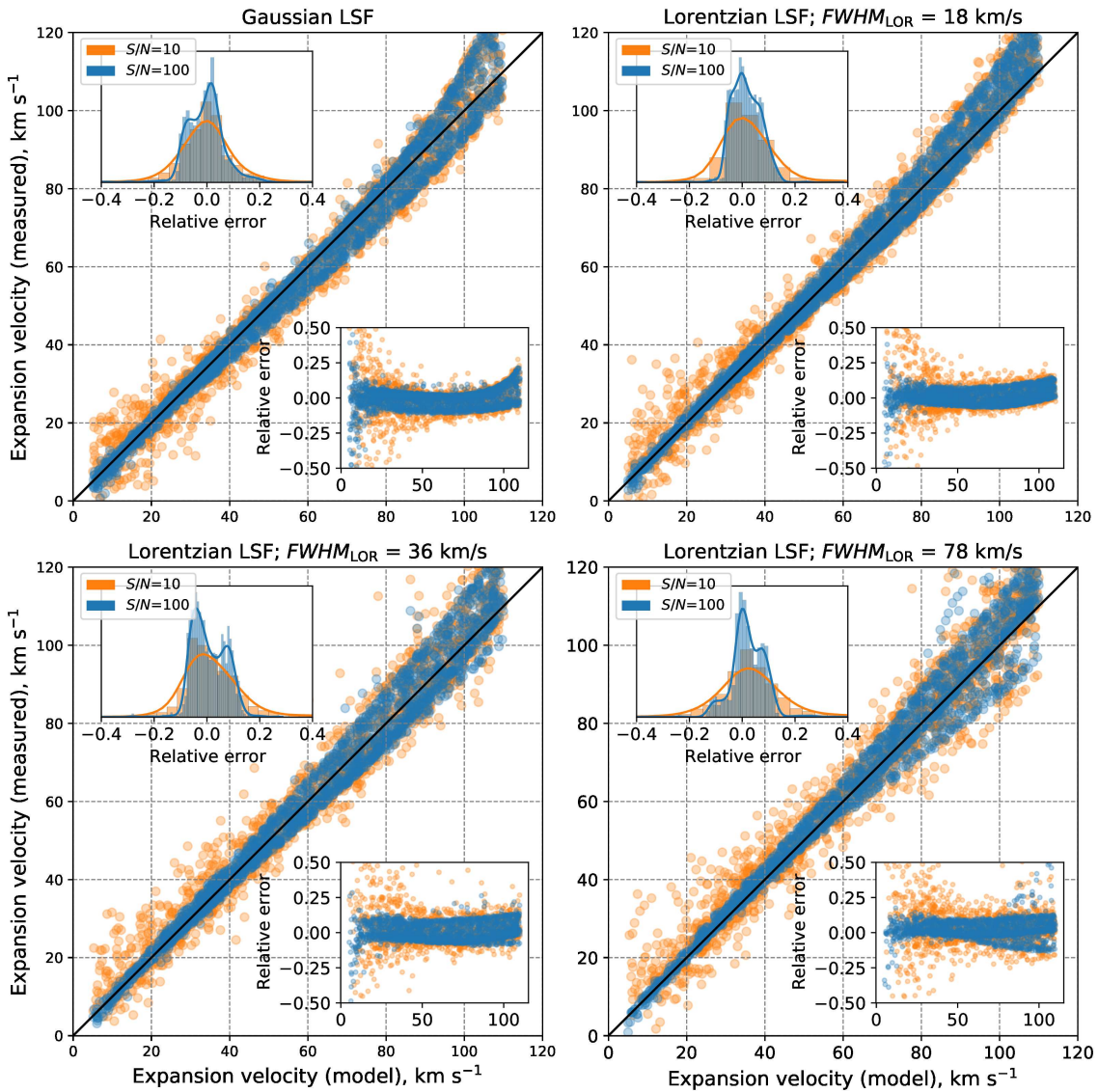


Рис. 6. Зависимость скорости расширения однородной оболочки, измеренной по формулам (7)–(10), от скорости, заданной при моделировании. Для каждого вида и ширины LSF были сгенерированы модельные профили линии для 4000 оболочек со значением отношения $S/N = 10$ (оранжевые символы) и $S/N = 100$ (синие символы), скорости расширения v_{exp} (от 5 до 110 км с⁻¹), дисперсии скоростей окружающего газа σ_{ISM} (от 10 до 70 км с⁻¹, включает в себя ширину инструментального контура в случае гауссовского LSF). Представлены панели для разного типа и ширины LSF. Гистограмма внутри каждой панели показывает распределение относительной ошибки измерения $(v_{\text{exp}}[\text{measured}] - v_{\text{exp}}[\text{model}])/v_{\text{exp}}[\text{model}]$. Внизу на каждой панели показано распределение относительной ошибки в зависимости от заложенного в модель значения v_{exp} .

плоскости (face-on) и перпендикулярна картинной плоскости (edge-on). В первом случае такая оболочка будет выглядеть как обычная симметричная область H II, в то время как во втором случае будет наблюдаться явный градиент яркости (в случае достаточного углового разрешения). На рис. 8 мы представили смоделированные интегральные профили для каждого из этих случаев. Как видно на рисунке, интегральный профиль линии оболочки типа блистера будет неотличим от сферически

симметричного случая при ее ориентации edge-on, а значит, описанный нами метод полностью применим для таких объектов. С другой стороны, в случае ориентации face-on интегральный профиль будет существенно асимметричным, что приведет к занижению измеренной дисперсии скоростей и, как следствие, к занижению оценки скорости расширения оболочки. Так, в случае, показанном на рис. 8, формальная аппроксимация асимметричного профиля face-on оболочки однокомпонентной функци-

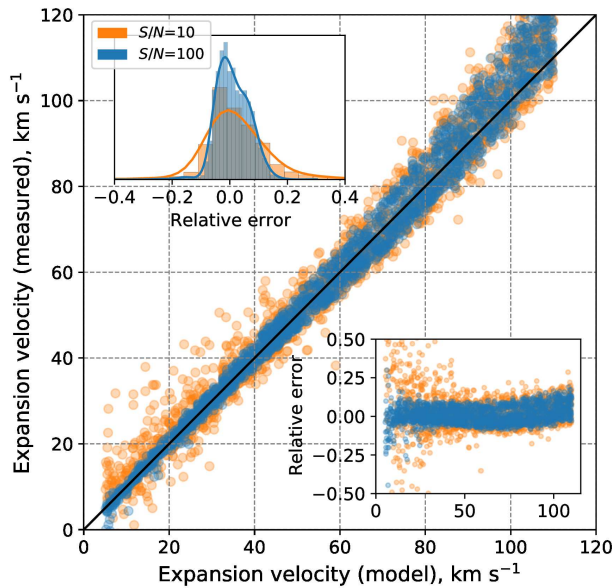


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для моделей оболочек с неоднородным распределением яркости. Показаны зависимости только для LSF в виде функции Лоренца с шириной контура $FWHM_{\text{LOR}} = 18 \text{ km s}^{-1}$.

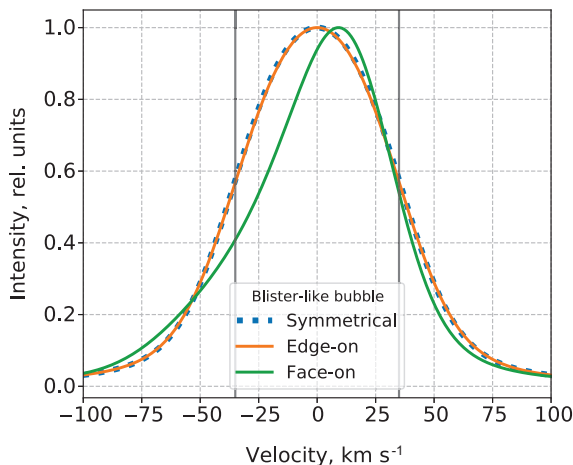


Рис. 8. Модельный интегральный профиль линии от расширяющейся сферической оболочки (синяя линия), представляющей собой полусферу при различных ориентациях. В случае, когда яркая часть оболочки находится в картинной плоскости (зеленая линия), итоговый интегральный профиль существенно асимметричен. При ориентации яркой части оболочки перпендикулярно картинной плоскости (оранжевая линия) итоговый профиль линии неотличим от случая сферической симметрии. Вертикальные линии соответствуют заданной скорости расширения $v_{\text{exp}} = 35 \text{ km s}^{-1}$.

ей Фойгта и использование формул (7)–(10) приведет к оценке скорости расширения $v_{\text{exp}} = 30 \text{ km s}^{-1}$ вместо заложенного в модель значения 35 km s^{-1} , при этом разногласие будет существенно выше при более высоких скоростях расширения. К сожалению, даже при достаточно высоком угловом разрешении отличить подобные face-on-оболочки типа блистер от сферически симметричных туманностей нетривиально. В связи с этим стоит отметить, что представленный в настоящей работе метод может быть ненадежным в тех случаях, когда интегральный профиль линии туманности является существенно асимметричным.

Описанный в данном разделе метод позволяет определить по формулам (7)–(10) скорость расширения пространственно неразрешенных (или плохо разрешенных) оболочек в межзвездной среде галактик исходя из информации о дисперсии скоростей газа σ_{obs} , измеренной по интегральному спектру оболочки, и среднего значения дисперсии скоростей газа в галактике σ_{ISM} . Значение σ_{ISM} при этом может быть получено, например, из оценки средней взвешенной по потоку дисперсии скоростей газа среди ярких областей Н II в галактике, выделяющихся на диаграммах $(I-\sigma)$. Представленный метод может быть полезен также и в случае пространственно разрешенных оболочечных структур, когда недостаточно высокое спектральное разрешение не позволяет провести декомпозицию профиля на кинематически выделенные компоненты. В следующем разделе мы рассмотрим тестирование описанного метода на реальных наблюдательных данных.

4. ГАЛАКТИКА IC 1613: ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА НА НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Близкие карликовые галактики со звездообразованием являются отличной лабораторией для изучения процессов взаимодействия массивных звезд и межзвездной среды. Благодаря отсутствию спиральных волн плотности и толстому газовому диску в межзвездной среде таких галактик зачастую наблюдаются протяженные комплексы сверхоболочек. Такая картина отчетливо видна в IC 1613 — близкой галактике Местной группы (расстояние $D \sim 760 \text{ kpc}$ (Karachentsev et al. 2013)). В ее восточной части наблюдается комплекс расширяющихся оболочек ионизованного газа протяженностью около 1 кпк (см. рис. 9). Этот комплекс оболочек был подробно исследован ранее Lozinskaya et al. (2003) и прекрасно подходит для тестирования на реальных данных метода, описанного в разделе 3.

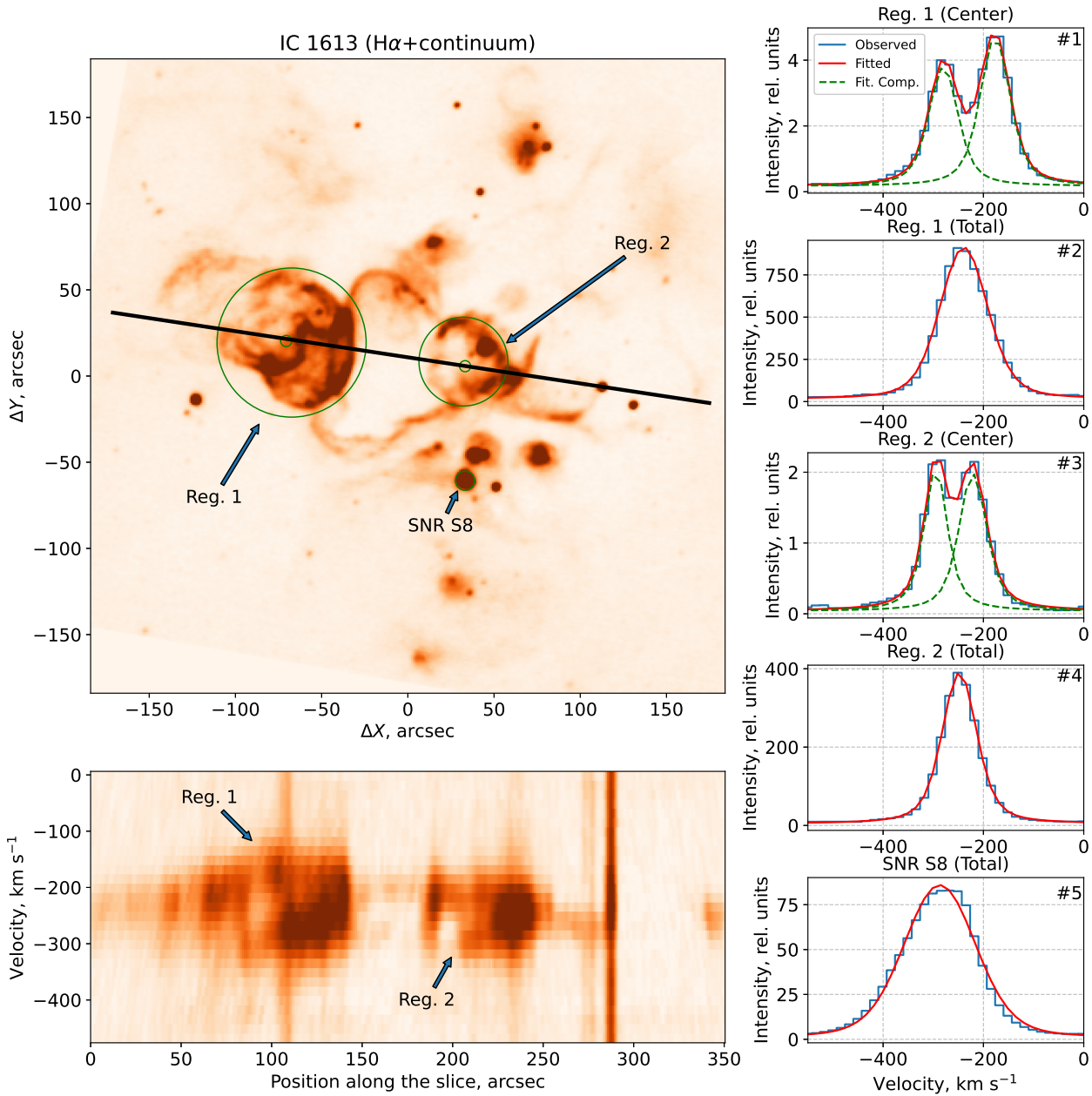


Рис. 9. Комплекс оболочек в галактике IC 1613 по данным наблюдений с ИФП (SCORPIO) в линии $H\alpha$ на 6-м телескопе БТА САО РАН. Вверху слева — изображение области в линии $H\alpha$, положение разреза (черная линия) для диаграммы «позиция–скорость» (показана внизу слева). Справа — наблюдаемые профили линии $H\alpha$, полученные в результате интегрирования в апертурах, показанных зелеными кружками на изображении. Профили #1, #3 получены для центральной части рассматриваемых областей, а #2, #4 — для всей области целиком. Профиль #5 относится к оболочке вокруг молодого остатка сверхновой — SNR S8. Штриховая зеленая линия показывает отдельные компоненты, а красная линия — итоговый результат аппроксимации наблюдаемого профиля одно- или двухкомпонентной функцией Фойгта.

Мы используем данные наблюдений в линии $H\alpha$ с ИФП (IFP501) в составе фокального редуктора SCORPIO (Afanasiev and Moiseev 2005), полученные на 6-м телескопе БТА САО РАН 13 сентября 2001 г. Подробное описание наблюдений и обработки данных приведено в статье Lozinskaya et al. (2003).

Как видно на рис. 9, две области, обозначенные Reg. 1 и Reg. 2, демонстрируют четкую оболочечную структуру и выявляют характерный эллипс скоростей на диаграммах «позиция–скорость», свидетельствующий о наблюдаемом расширении оболочки. Угловой размер этих оболочек составляет порядка $80''$ и $55''$ (290 и 200 пк) соответственно, что существенно превышает угловое разрешение

наблюдательных данных (около $1.5''$). Наблюдаемый профиль линии $H\alpha$ в центральной части оболочек (#1 и #3 на рис. 9) четко разделяется на компоненты, соответствующие приближающейся и удаляющейся сторонам. Скорость расширения оболочек Reg. 1 и Reg. 2, посчитанная из максимального разделения компонент профиля $H\alpha$, составляет $v_{\text{exp}} = 51 \text{ км с}^{-1}$ и 37 км с^{-1} соответственно.

Оболочки, аналогичные Reg. 1 и Reg. 2, наблюдаемые в более далеких галактиках, будут иметь меньший угловой размер, и практически не разрешаемы на расстоянии $D \sim 10 \text{ Мпк}$. В таком случае мы будем наблюдать их интегральный спектр, такой, как на профилях #2 и #4 на рис. 9. Разделение на отдельные компоненты при этом не наблюдается, но профиль линии $H\alpha$ уширен. Измеренная дисперсия скоростей (свободная от инструментального уширения) составляет $\sigma_{\text{obs}} = 39 \text{ км с}^{-1}$ и 26 км с^{-1} для Reg. 1 и Reg. 2 соответственно. Дисперсию скоростей окружающей межзвездной среды мы можем оценить как взвешенную по потоку в линии $H\alpha$ дисперсию скоростей газа в областях с интенсивностью, превышающей медианное значение $I(H\alpha)$ в галактике (для исключения вклада диффузного ионизованного газа). Полученное значение $\sigma_{\text{ISM}} = 15 \text{ км с}^{-1}$ согласуется с оценкой дисперсии скоростей отдельных компонент на профиле #3, а также с оценкой для отдельных ярких областей H II, не демонстрирующих признаков расширения. Принимая эти значения σ_{ISM} и σ_{obs} , а также $FWHM_{\text{LOR}} = 36 \text{ км с}^{-1}$ для IFP501, мы можем использовать выражения (7)–(10) для оценки скорости расширения методом, предложенным в настоящей статье. Полученные величины $v_{\text{exp}} = 53 \text{ км с}^{-1}$ и 33 км с^{-1} для Reg. 1 и Reg. 2 хорошо согласуются с оценками, найденными выше из декомпозиции профиля $H\alpha$ в пределах обозначенной ранее относительной погрешности метода (порядка 10%).

Единственный известный остаток сверхновой в галактике IC 1613 — SNR S8 — также наблюдается в направлении рассматриваемого комплекса оболочек, но, в отличие от областей Reg. 1 и Reg. 2, он практически не разрешается, что не позволяет измерить непосредственно скорость его расширения. Используя данные наблюдений на 6-м телескопе CAO РАН с панорамным спектрографом MPFS, Lozinskaya et al. (1998) не выявили градиента дисперсии скоростей, который мог бы явно свидетельствовать о расширении SNR, и получили грубую оценку $v_{\text{exp}} \sim 50\text{--}100 \text{ км с}^{-1}$, исходя из вариации наблюдаемой лучевой скорости в направлении на SNR ($v_{\text{exp}} < 300 \text{ км с}^{-1}$, если учитывать также слабые эмиссионные структуры). Подробное

исследование SNR S8 приведено также в работе Schlegel et al. (2019). Прямые измерения скорости расширения остатка сверхновой по-прежнему отсутствуют, однако новые данные высокого разрешения в рентгеновском диапазоне позволили авторам оценить свойства SNR S8, включая его возраст, независимо от кинематических параметров.

Попробуем оценить скорость расширения SNR S8 и его кинематический возраст по имеющимся данным наблюдений с ИФП, используя зависимости (7)–(10). Интегральный профиль в линии $H\alpha$ (#5 на рис. 9) является существенно уширенным и немного асимметричным. Измеренное значение дисперсии скоростей $\sigma_{\text{obs}} = 64 \text{ км с}^{-1}$ соответствует скорости расширения оптической оболочки $v_{\text{exp}} = 84 \text{ км с}^{-1}$, что согласуется с приблизительной оценкой, полученной в работе Lozinskaya et al. (1998). Измеренная таким образом скорость соответствует скорости радиативной ударной волны, распространяющейся в областях повышенной плотности остатка сверхновой, в то время как скорость ударной волны за пределами плотных облаков, определяющая скорость расширения остатка, связана с плотностью газа соотношением (McKee and Cowie 1975): $\beta n_i v_s^2 = n_c v_c^2$, где $\beta = 3.15$ для высокоскоростных ударных волн, n_i и n_c — плотность газа в невозмущенной межзвездной среде и в плотном облаке, v_s — скорость переднего фронта ударной волны SNR в невозмущенной среде, v_c — скорость радиативной ударной волны в плотном облаке. Применительно к SNR S8 $v_c = v_{\text{exp}} \simeq 84 \text{ км с}^{-1}$, $n_i \simeq 1.6 \text{ см}^{-3}$ (согласно Schlegel et al. (2019)), $n_c = n_e/1.2 \simeq 1080$ (согласно оценке электронной плотности n_e , полученной Lozinskaya et al. (1998) по отношению линий [S II]6717/6731 Å). Отсюда находим скорость переднего фронта ударной волны SNR S8 $v_s \simeq 1230 \text{ км с}^{-1}$. Предполагая, что SNR S8 находится на адиабатической стадии расширения (аналогично работе Schlegel et al. (2019)), мы можем описать его эволюцию как $R_s \sim t^{0.4}$ (Sedov 1959), а значит, $t = 0.4R_s/v_s$. Принимая оценку $R_s \sim 9.5 \text{ пк}$, полученную в работе Schlegel et al. (2019) по рентгеновским изображениям, определяем значение кинематического возраста SNR S8 $t \simeq 3100$ лет, что хорошо согласуется с независимой оценкой $t \simeq 3380\text{--}5650$ лет, полученной в работе Schlegel et al. (2019) без использования информации о кинематике.

Таким образом, на примере галактики IC 1613 мы продемонстрировали, что описанный в настоящей статье метод измерения скорости расширения оболочек применим к реальным наблюдательным данным и позволяет получить оценки скорости расширения и возраста оболочек, согласующиеся с другими независимыми измерениями.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Панорамная спектроскопия близких галактик выявляет вариации наблюдаемой дисперсии скоростей газа в галактиках, которые связаны с присутствием расширяющихся оболочек и сверхоболочек вокруг массивных звезд и скоплений в областях звездообразования (см., например, Moiseev and Lozinskaya (2012)). При достаточно высоком спектральном разрешении становится возможным разложить наблюдаемый профиль эмиссионных линий в таких областях на кинематически выделенные компоненты и измерить таким образом скорость расширения оболочек (см., например, Lozinskaya et al. (2003), Egorov et al. (2014; 2017), Orpin et al. (2020)), однако из-за ограниченного пространственного разрешения в галактиках за пределами Местной группы это возможно в редких случаях. В настоящей работе мы предложили метод, позволяющий обойти это ограничение и оценить скорость расширения оболочек из дисперсии скоростей газа, измеренной по их интегральному спектру.

Мы рассмотрели аналитическую модель однородной тонкой оболочки, расширяющейся в турбулизованной межзвездной среде, и установили, как эффекты, связанные с тепловым, турбулентным и инструментальным уширением и с расширением оболочки влияют на форму наблюдаемого профиля эмиссионной линии. На основе этой модели мы продемонстрировали, что оценка скорости расширения оболочки, полученная путем декомпозиции профиля на кинематически выделенные компоненты, может быть существенно заниженной в случае недостаточного углового разрешения. Это приводит к завышению кинематического возраста и занижению притока энергии, требуемого для ее формирования, что может влиять на оценки эффективности перехода энергии от звезд в кинетическую энергию сверхоболочек при сравнении наблюдений и теоретических моделей.

Построенные нами модели показали, что скорость расширения оболочки можно определить с помощью выражения (7), в которое входят дисперсии скоростей газа в ней (измеренные по интегральному спектру) и в окружающей невозмущенной межзвездной среде (может быть оценена для каждой галактики как взвешенное по потоку значение для ярких областей H II). Мы показали, что используемые в уравнении (7) параметры зависят от средней дисперсии скоростей газа в галактике и могут быть аппроксимированы полиномами (8)–(10). Коэффициенты в этих полиномах зависят от типа инструментального контура спектрографа. Мы рассмотрели случаи LSF в виде функций Гаусса (применимо к большинству классических панорамных спектрографов) с произвольным спектральным разрешением и Лоренца (для ИФП) с

разрешением, соответствующим IFP751, IFP501 и IFP186, используемым в SCORPIO-2 на 6-м телескопе БТА. Полученные для этих случаев коэффициенты даны в таблице 1.

Применяя описанный метод к синтетическим спектрам оболочек со случайными параметрами и различным соотношением S/N в их спектрах, мы показали, что относительная ошибка измерения скорости расширения оболочки составляет в среднем около 10%. Для дополнительного тестирования применимости метода мы рассмотрели также модель оболочки с неоднородным распределением яркости — результат остался прежним. Показано, что метод применим и к оболочкам с крупномасштабными неоднородностями (например, представляющими собой полусферу), но в этом случае существенна пространственная ориентация ярких областей.

Мы использовали описанный метод для оценки скоростей расширения хорошо разрешенных оболочек ионизованного газа и единственного известного остатка сверхновой (SNR S8) в близкой галактике IC 1613. Оценки, полученные для сверхоболочек, находятся в хорошем согласии с измерениями, сделанными по декомпозиции профиля линии на кинематически выделенные компоненты. Кинематический возраст SNR S8 ($t \simeq 3100$ лет) оценен нами впервые и хорошо согласуется с результатом, полученным ранее по рентгеновским данным (Schlegel et al. 2019).

Предложенный в настоящей работе метод позволяет измерять скорости расширения пространственно неразрешенных (или плохо разрешенных) оболочек в галактиках за пределами Местной группы. В частности, предполагается использовать его для измерения скоростей расширения, кинематического возраста и энергии сверхоболочек, идентифицированных по повышенной дисперсии скоростей газа по данным наблюдений близких карликовых галактик с ИФП на 6-м телескопе БТА САО РАН в рамках обзора SIGMA-FPI² (Егоров и др., готовится к печати).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны А. В. Моисееву за обсуждение предварительных результатов работы и анонимному рецензенту за ценные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке РНФ грантом № 19-72-00149. Наблюдения на 6-м телескопе БТА САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 05.619.21.0016, проект ID RFMEFI61919X0016).

²<http://sigma.sai.msu.ru>

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, *Astronomy Letters* **31**, 194 (2005).
2. V. L. Afanasiev and A. V. Moiseev, *Baltic Astronomy* **20**, 363 (2011).
3. V. L. Afanasiev, O. V. Egorov, and A. E. Perepelitsyn, *Astrophysical Bulletin* **73**, 373 (2018).
4. R. Bacon, M. Accardo, L. Adjali, et al., *SPIE Conf. Proc.* **7735**, 773508 (2010).
5. I. Bagetakos, E. Brinks, F. Walter, et al., *Astron. J.* **141**, 23 (2011).
6. E. Churchwell, M. S. Povich, D. Allen, et al., *Astrophys. J.* **649**, 759 (2006).
7. D. Dewey, *Space Sci. Rev.* **157**, 229 (2010).
8. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, and A. V. Moiseev, *Astronomy Reports* **54**, 277 (2010).
9. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and G. V. Smirnov-Pinchukov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **444**, 376 (2014).
10. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **464**, 1833 (2017).
11. O. V. Egorov, T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and G. V. Smirnov-Pinchukov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **478**, 3386 (2018).
12. K. El-Badry, E. C. Ostriker, C.-G. Kim, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **490**, 1961 (2019).
13. M. A. Guerrero, E. Villaver, and A. Manchado, *Astrophys. J.* **507**, 889 (1998).
14. I. D. Karachentsev, D. I. Makarov, and E. I. Kaisina, *Astron. J.* **145**, 101 (2013).
15. M. R. Krumholz, B. Burkhart, J. C. Forbes, and R. M. Crocker, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **477**, 2716 (2018).
16. D. R. Law, K. B. Westfall, M. A. Bershad, et al., *Astron. J.* **161**, 52 (2021).
17. T. A. Lozinskaya, *Supernovae and stellar wind in the interstellar medium* (Amer. Inst. of Physics, New York, 1992).
18. T. A. Lozinskaya, A. V. Moiseev, and N. Y. Podorvanyuk, *Astronomy Letters* **29**, 77 (2003).
19. T. A. Lozinskaya, O. K. Silchenko, D. J. Helfand, and W. M. Goss, *Astron. J.* **116**, 2328 (1998).
20. M.-M. Mac Low and R. McCray, *Astrophys. J.* **324**, 776 (1988).
21. C. F. McKee and L. L. Cowie, *Astrophys. J.* **195**, 715 (1975).
22. A. F. McLeod, J. E. Dale, C. J. Evans, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486**, 5263 (2019).
23. A. F. McLeod, J. M. D. Kruijssen, D. R. Weisz, et al., *Astrophys. J.* **891**, 25 (2020).
24. A. V. Moiseev, *Astrophysical Bulletin* **70**, 494 (2015).
25. A. V. Moiseev and O. V. Egorov, *Astrophysical Bulletin* **63**, 181 (2008).
26. A. V. Moiseev and T. A. Lozinskaya, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **423**, 1831 (2012).
27. A. V. Moiseev, A. V. Tikhonov, and A. Klypin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **449**, 3568 (2015).
28. C. Muñoz-Tuñón, G. Tenorio-Tagle, H. O. Castañeda, and R. Terlevich, *Astron. J.* **112**, 1636 (1996).
29. B. B. Nath, P. Das, and M. S. Oey, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **493**, 1034 (2020).
30. M. S. Oey, *Astrophys. J.* **467**, 666 (1996).
31. M. S. Oey and C. J. Clarke, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **289**, 570 (1997).
32. M. S. Oey and G. García-Segura, *Astrophys. J.* **613**, 302 (2004).
33. D. V. Oparin, O. V. Egorov, and A. V. Moiseev, *Astrophysical Bulletin* **75**, 361 (2020).
34. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, 2nd ed., Ed. by D. E. Osterbrock and G. J. Ferland (University Science Books, 2006).
35. V. Ramachandran, W. R. Hamann, L. M. Oskinova, et al., *Astron. and Astrophys.* **625**, id. A104 (2019).
36. E. M. Schlegel, T. G. Pannuti, T. Lozinskaya, et al., *Astron. J.* **158**, 137 (2019).
37. L. I. Sedov, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Academic Press, New York, 1959).
38. P. Sharma, A. Roy, B. B. Nath, and Y. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **443**, 3463 (2014).
39. G. Tenorio-Tagle, C. Muñoz-Tunon, and R. Cid-Fernandes, *Astrophys. J.* **456**, 264 (1996).
40. M. R. Varidel, S. M. Croom, G. F. Lewis, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **495**, 2265 (2020).
41. E. O. Vasiliev, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Baltic Astronomy* **24**, 213 (2015b).
42. E. O. Vasiliev, B. B. Nath, and Y. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **446**, 1703 (2015a).
43. S. R. Warren, D. R. Weisz, E. D. Skillman, et al., *Astrophys. J.* **738**, 10 (2011).
44. R. Weaver, R. McCray, J. Castor, et al., *Astrophys. J.* **218**, 377 (1977).
45. D. R. Weisz, E. D. Skillman, J. M. Cannon, et al., *Astrophys. J.* **704**, 1538 (2009).
46. N. Yadav, D. Mukherjee, P. Sharma, and B. B. Nath, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465**, 1720 (2017).

Measurements of the Expansion Velocities of Ionized-Gas Superbubbles in Nearby Galaxies Based on Integral Field Spectroscopy Data

G. V. Smirnov-Pinchukov¹ and O. V. Egorov^{2,3}

¹Max Planck Institute for Astronomy, Heidelberg, D-69117 Germany

²Astronomisches Rechen-Institut of Heidelberg University, Heidelberg, 69120 Germany

³Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

The study of dynamic properties of bubbles in the interstellar medium is important for understanding the feedback mechanisms from star-formation processes in galaxies. The ongoing integral field spectroscopy of nearby star-forming galaxies reveals many expanding bubbles and superbubbles identified by the local increase in gas velocity dispersion. The limited angular resolution often prevents bona fide measures of the expansion velocities in galaxies outside the Local Group, even despite sufficient spectroscopic resolution. We present a method that makes it possible to measure the expansion velocity of bubbles surrounding massive stars and clusters based on the data about local variations in gas velocity dispersion. We adapt the method for the Fabry–Perot interferometers used with the 6-m telescope of the Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, as well as for any integral field spectrograph with a Gaussian line spread function. We apply the method described to analyze the kinematics of ionized superbubbles gas and the only known supernova remnant in the IC 1613 galaxy. The estimate of the kinematic age of the supernova remnant (on the order of 3100 years) agrees well with the previously obtained independent estimate based on X-ray data.

Keywords: *ISM: bubbles—methods: data analysis—ISM: kinematics and dynamics—ISM: supernova remnants—galaxies: individual: IC 1613*