

УЛУЧШЕННАЯ ФОТОИОНИЗАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА СПЕКТРОВ ОБЛАСТЕЙ НП С ЦЕЛЬЮ ОЦЕНКИ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ПЕРВИЧНОГО ${}^4\text{He}$

© 2024 г. О. А. Куричин^{1*}, А. В. Иванчик¹

¹Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11.12.2024 г.

После доработки 21.01.2025 г.; принята к публикации 21.01.2025 г.

Наблюдаемые распространенности первичных элементов, таких как D, ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$, являются ключевыми величинами для изучения процессов, происходивших в ранней Вселенной. Получение значения распространенности первичного ${}^4\text{He}$ (Y_p) с субпроцентной точностью – одна из важных задач современной наблюдательной космологии. Основной способ определения Y_p базируется на анализе спектров областей НП карликовых голубых галактик. Он состоит в измерении потоков эмиссионных линий гелия, водорода и металлов и их последующем моделировании с целью определения физических условий в межзвездной среде, ее химического состава, а также учета систематических эффектов. Одним из ключевых систематических эффектов, влияющих на оценку Y_p , является подлиниевое поглощение, возникающее из-за наложения эмиссионных линий межзвездной среды на те же самые аборбционные линии фотосфер звезд галактики, формирующих звездный континуум областей НП. Этот эффект приводит к заметному изменению наблюдаемых потоков эмиссионных линий. В данной работе представлен улучшенный алгоритм моделирования полного спектра областей НП, включающего звездный и небулярный континуум, а также профили эмиссионных линий. Построение звездной составляющей континуума производится путем моделирования интегрального спектра от нескольких звездных популяций с помощью пакета pXF. Такой подход позволяет не разделять по шагам измерение интегральных потоков и их последующее моделирование, т.е. является более самосогласованным, а также позволяет более корректно учитывать эффекты подлиниевого поглощения, что увеличивает точность оценок параметров модели. Примеры оценки наблюдаемой распространенности ${}^4\text{He}$ в конкретных объектах показывают улучшение точности ее определения до трех раз по сравнению с оценками, полученными другими способами. Предлагаемый метод может быть использован для получения более точной оценки распространенности первичного ${}^4\text{He}$, а также других задач, сопряженных с анализом спектров областей НП.

Ключевые слова: первичный гелий-4, области НП, подлиниевое поглощение.

DOI: 10.31857/S0320010824120076, **EDN:** LFEMSU

ВВЕДЕНИЕ

Высокая степень согласованности предсказаний теории Первичного Нуклеосинтеза с данными, полученными в результате наблюдений распространенностей легких элементов, таких как дейтерий (см., например, работу Кислицына и др., 2024, и ссылки в ней) и гелий-4, с результатами наблюдений анизотропии реликтового излучения (Коллаборация Планк, 2020) составляет одну из ключевых основ современной космологии, объясняющей физические процессы, протекавшие в ранней Вселенной. Процессы Первичного Нуклеосинтеза чувствительны к темпу расширения Вселенной и – потенциально – к различным процессам, обсуждающимся в рамках расширений Стандартной Модели физики элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий ΛCDM космологической модели. К ним относятся дополнительные релятивистские степени свободы (например, стерильные нейтрино), лептонная асимметрия Все-

ленной, распады и/или аннигиляции частиц темной материи, модели с ранней меняющейся темной энергией и множество других возможных вариантов. Сравнение наблюдательных данных и предсказаний теоретических моделей позволяет ставить достаточно жесткие ограничения на любые потенциальные нестандартные процессы, а также дает возможности для исследования “новой физики” (“Physics Beyond”).

Наблюдательные оценки на распространенность первичного ${}^4\text{He}$, обозначаемую Y_p , представляют особенный интерес, так как именно эта величина наиболее чувствительна к темпу расширения Вселенной в эпоху Первичного Нуклеосинтеза (см., например, обзоры Филдса и др., 2020; Иванчика и др., 2024). Уточнение оценки Y_p и поиск потенциальных рассогласований этой величины с теоретическими предсказаниями Первичного Нуклеосинтеза в рамках ΛCDM модели является одной из ключевых задач современной наблюдательной космологии. Так, например, недавнее исследование Мацуумото и др. (2023), основанное на

*Электронный адрес: o.chinkuir@gmail.com

изучении спектров экстремально малометаллических галактик (EMPGs), дает оценку $Y_p = 0.2370 \pm 0.0034$, что на уровне 3σ рассогласовано с независимой оценкой $Y_p = 0.2471 \pm 0.0002$, полученной на основе данных анализа анизотропии СМВ (Коллаборация Планк, 2020) и кодов Первичного Нуклеосинтеза (Пизанти и др., 2008; Питру и др., 2018). Следует обратить внимание на то, что эта оценка не согласуется с другими независимыми измерениями Y_p (Авер и др., 2015, 2021; Фернандез и др., 2018, 2019; Валерди, Паймерт, 2019; Сью и др., 2020; Валерди и др., 2021; Куричин и др., 2021а,б), и может быть сильно смещена из-за наличия некоторых численных эффектов используемой фотоионизационной модели. С другой стороны, потенциально это рассогласование может быть объяснено и наличием новых, не учтенных ранее физических процессов, происходивших в ранней Вселенной.

Основной метод получения оценки Y_p состоит в анализе спектров малометаллических областей НII в карликовых голубых галактиках (BCD). В этих галактиках замедленный темп звездообразования, и, следовательно, они слабо проэволюционировали химически относительно своего первичного состава. Наблюдаемую рас пространенность гелия в таких галактиках можно представить соотношением $Y = Y_p + \Delta Y$, где ΔY – это добавка, связанная с наработкой гелия в звездном нуклеосинтезе. Поскольку процессы звездного нуклеосинтеза обогащают межзвездную среду этих галактик как гелием, так и металлами, можно ожидать корреляцию между металличностью объекта и содержанием в нем гелия. При малой металличности объектов эта корреляция может считаться линейной. Для оценки Y_p строится диаграмма Y – O/H для выборки галактик, где O/H – относительное содержание кислорода в галактике, выступающее в роли маркера металличности объекта, а Y – наблюдаемая рас пространенность гелия. Далее полученная зависимость Y – O/H экстраполируется к нулевой металличности, в результате чего получается оценка Y_p .

Такой способ получения оценки Y_p осложнен двумя основными факторами. Первый состоит в относительной малости статистики галактик, для которых имеются качественные спектры, пригодные для получения оценки Y_p . Второй связан с тем, что фотоионизационные модели, применяемые для обработки спектров этих галактик, включают в себя поправки на различные систематические эффекты, учет которых весьма нетривиален. Таким образом, имеются два возможных пути улучшения оценки Y_p . Первый состоит в увеличении объема статистической выборки галактик, что было сделано в работе Куричина и др. (2021а). В работе авторы расширили выборку галактик за счет вручную отобранных объектов из каталога SDSS, качество спектров которых было достаточным для использования в этой задаче. Второй способ уточнить оценку Y_p состоит в улучшении используе-

мых фотоионизационных моделей областей НII. Они нужны для моделирования потоков эмиссионных линий водорода, гелия и металлов с целью определения физических условий в исследуемых объектах (таких как температура и концентрация электронов), а также для учета различных систематических эффектов. Систематические эффекты приводят к отклонениям наблюдаемых потоков в линиях от собственных потоков, излученных межзвездной средой объекта.

Фотоионизационные модели, используемые сегодня для получения оценки Y_p (Авер и др., 2015, 2021; Фернандез и др., 2018, 2019; Валерди, Паймерт, 2019; Валерди и др., 2021; Сью и др., 2020; Куричин и др., 2021а,б; Мацуумото и др., 2023), базируются на методе, предложенном в работе Авера и др. (2010). Здесь и далее этот тип фотоионизационных моделей мы будем называть “стандартным методом”. В этих моделях осуществляется поправка на следующие систематические эффекты (см. формулу (1)): межзвездное покраснение, столкновительное возбуждение переходов, подлиниевое поглощение в линиях Н и Не и эффекты переноса излучения в линиях Не. Среди этих четырех эффектов наиболее не очевиден учет эффекта подлиниевого поглощения, и в этой работе мы предлагаем новый и значимо лучший способ учета этого систематического эффекта.

Подлиниевое поглощение (underlying absorption, или UA) – это эффект уменьшения наблюдаемых потоков эмиссионных линий областей НII по сравнению с собственными (т.е. излученными непосредственно межзвездной средой) потоками линий. Этот эффект возникает из-за наложения эмиссионных линий, формирующихся в ионизованной межзвездной среде вокруг горячих звезд О и В классов, на те же линии, только в аборбции, формирующиеся фотосферах этих же звезд, а также в других звездах, образующих звездное население карликовой галактики (включая и старое население). Качественно этот эффект проиллюстрирован на рис. 1. Прямое измерение этого эффекта по каждой конкретной линии затруднено, поскольку вписывание оранжевой штриховой линии, соответствующей профилю аборбционной линии, сильно неоднозначно. Поэтому в стандартном методе для измерения потоков строят линейную аппроксимацию континуума в окрестности каждой линии. Видно, что измеряемый в стандартном методе поток линии, обозначенный сплошным голубым цветом, заметно отличается от собственного потока, обозначенного голубой пунктирной линией. Линии подлиниевого поглощения (оранжевый пунктир на рис. 1) обычно являются более широкими по сравнению с эмиссионными линиями межзвездной среды. Это связано с тем, что концентрации частиц и кинетические температуры в фотосферах звезд заметно выше по сравнению с этими же величинами в межзвездной среде. Поэтому эффекты доплеровского уширения и уширения давлением у таких аборбционных линий

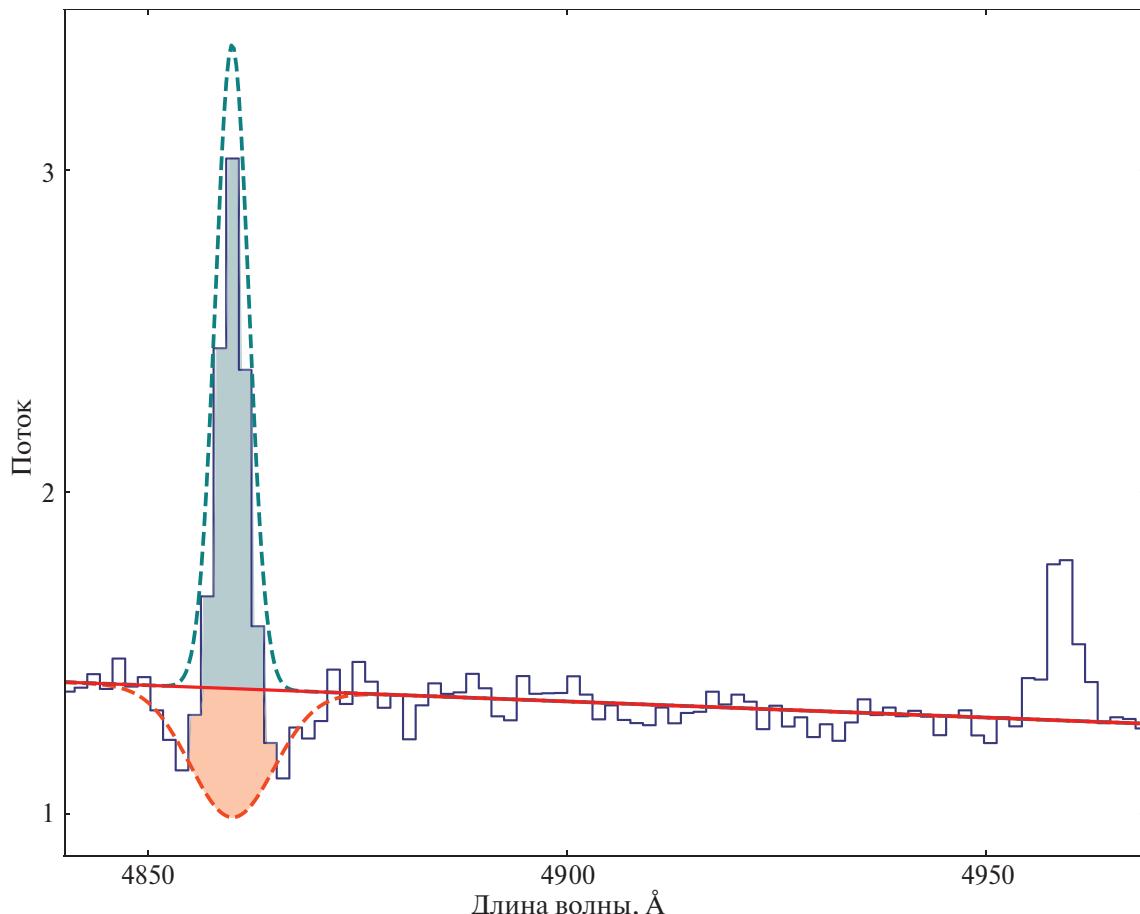


Рис. 1. Качественная иллюстрация эффекта подлиньевого поглощения. Темно-синей линией показан спектр объекта, красной прямой обозначен линейный континуум. Штрихованной голубой линией обозначен собственный профиль эмиссионной линии, излучаемый межзвездной средой, штрихованной оранжевой линией обозначен профиль линии подлиньевого поглощения. Измеряемый поток линии при стандартном вычитании линейного континуума обозначен сплошным голубым цветом. Сплошным оранжевым цветом обозначена неизмеряемая часть потока линии, обозначающая поправку на подлиньевое поглощение, которая осуществляется при моделировании потоков.

более заметны. Дополнительный механизм уширения абсорбционных линий связан с наличием дисперсии скоростей звезд вдоль луча зрения, однако для карликовых галактик этот эффект мал. На рис. 2 представлены примеры наблюдаемых спектров объектов, отобранных из каталога SDSS. Из рис. 2 следует, что в наблюдаемых спектрах эффект подлиньевого поглощения может быть как относительно слабым и незаметным (панель **a** и **b**), так и явно видимым для большого числа линий (панель **c**). Из рис. 2 следует, что попытка моделирования линий подлиньевого поглощения по отдельным индивидуальным линиям будет давать неоднозначный результат и вносить систематическую ошибку в анализ. В этой работе мы предлагаем метод самосогласованного моделирования полностью спектра, что позволяет учесть эффект подлиньевого поглощения наилучшим образом. Модельный континуум для этих же спектров, рассчитанный с помощью представленного метода моделирования, представлен на правых панелях (**d**, **e**, **f**) рис. 2. Правые панели демонстрируют, что даже в спектрах, где подлиньевое поглощение слабо или вообще визуально не

наблюдается, поправка на этот эффект, вообще говоря, очень важна и существенна.

В спектрах звезд О и В классов доминируют абсорбционные линии H α , H β , а также в некотором количестве представлены линии поглощения H γ . В фотосферах этих звезд практически отсутствуют абсорбционные линии, соответствующие длинам волн ярких запрещенных линий областей H γ , однако из-за того, что суммарный звездный континуум галактики формируется всем звездным населением, включая и старое, запрещенные линии также могут быть подвержены влиянию этого эффекта. Дополнительно, в случае, если запрещенная линия металла блендируется с какой-либо линией водорода или гелия (как, например, в случае с блендиной H γ + [NeIII] λ 3967), эффект подлиньевого поглощения будет оказывать влияние на измеряемые потоки обеих линий.

Подлиньевое погложение приводит к заметному уменьшению измеряемых потоков линий бальмеровской серии и рекомбинационных линий H β . Уменьшение потоков бальмеровских линий в свою очередь приводит к усилению измеряемого значения бальме-

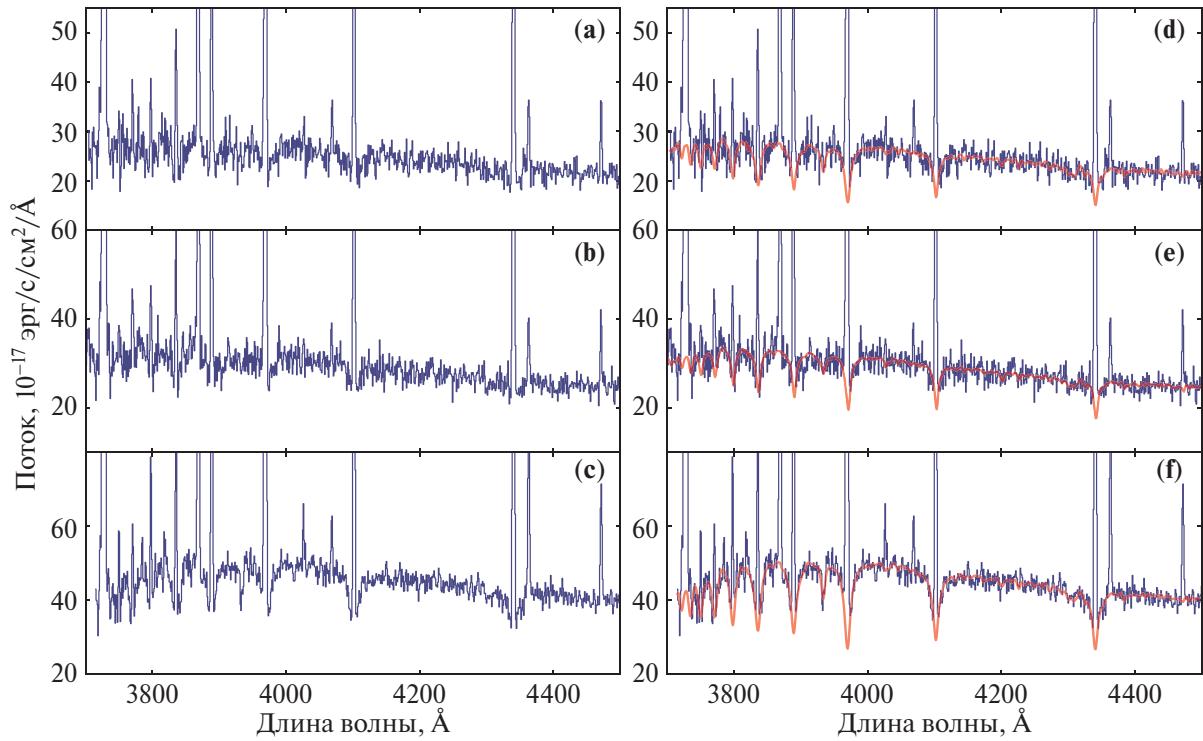


Рис. 2. Примеры реальных спектров объектов, иллюстрирующие эффект подлиньевого поглощения. Представлены спектры следующих объектов из каталога SDSS: J0907+5327 (панели **а** и **д**), J1227+5139 (панели **б** и **е**) и J1249+4743 (панели **с** и **ф**). Синим цветом показан наблюдаемый спектр объекта. На правых панелях красной линией показан модельный континуум, рассчитанный с помощью описанного в этой статье метода.

ровского декремента (отношения $F(HX)/F(H\beta)$, где $X = \alpha, \gamma, \delta, \dots$), причем это усиление нелинейно по длине волны. Поскольку поправка на межзвездное покраснение осуществляется на основе анализа наблюданного бальмеровского декремента и сравнения его с теоретически рассчитанным значениями, неучт эффекта подлиньевого поглощения приводит к переоценке величины межзвездного покраснения, и, следовательно, оказывает влияние на измеряемые потоки всех других линий. Более того, поскольку обычно все потоки эмиссионных линий измеряются и моделируются относительно потока линии $H\beta$, то и потоки небальмеровских линий будут переоценены. В итоге это приводит к систематическому сдвигу оценок всех параметров фотоионизационной модели области НII. Более подробный анализ связи подлиньевого поглощения и межзвездного покраснения может быть найден в работе МакКолла и др. (1985). Корректная поправка на эффект подлиньевого поглощения является одним из наиболее сложных и неочевидных моментов в используемых фотоионизационных моделях.

В стандартном методе измеряются наблюдаемые интегральные потоки эмиссионных линий водорода, гелия и металлов. Измерения потоков эмиссионных линий производятся относительно линейного континуума (красная линия на рис. 1), построенного без учета подлиньевого поглощения. Измеряемым потокам линий в стандартном методе соответствует

сплошная голубая область на рис. 1. В стандартном методе моделируются не абсолютные потоки эмиссионных линий, а потоки, нормированные на поток линии $H\beta$. Это делается с помощью соотношения

$$\frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} = \frac{n_X}{n_H} \frac{E(\lambda)}{E(H\beta)} \times \underbrace{\frac{EW_{H\beta}}{EW_{H\beta} + a_{H\beta}}}_{\text{Поправка на UA в } H\beta} \times \underbrace{\frac{EW_\lambda + a_\lambda}{EW_\lambda}}_{\text{Поправка на UA в } \lambda} \times \frac{f_\tau}{1 + \frac{C}{R}(H\beta)} \times 10^{-C(H\beta)f(\lambda)}. \quad (1)$$

Здесь n_X/n_H – отношение объемных концентраций иона сорта X и водорода, $F(\lambda)/F(H\beta)$ – моделируемое отношение потоков линий λ и $H\beta$, $E(\lambda)/E(H\beta)$ – отношение их испускательных способностей. Поправки на эффект подлиньевого поглощения в линиях обозначены фигурными скобками в формуле (1), f_τ обозначает функцию учета эффектов переноса излучения в линиях Не, знаменатель $1 + \frac{C}{R}(H\beta)$ обозначает поправку на столкновительное возбуждение линии $H\beta$ ¹. Экспоненциальный множитель обозначает поправку

¹ Важно различать $\frac{C}{R}(H\beta)$ и $C(H\beta)$. Первая функция обозначает добавку к интенсивности линии за счет столкновительного возбуждения по отношению к чисто рекомбинационной интенсивности (отсюда и название C/R – Collision / Recombination). Это обозначение впервые было введено в работе Авера и др. (2010) и применяется во многих работах, посвященных определению распространности первичного гелия-4. Величина $C(H\beta)$ является стандартным обозначением логарифмического коэффициента покраснения.

на межзвездное покраснение. Величины $EW_{\text{H}\beta}$ и EW_{λ} обозначают измеряемые эквивалентные ширины линий $\text{H}\beta$ и λ , величины $a_{\text{H}\beta}$ и a_{λ} обозначают эквивалентные ширины соответствующих аборбционных линий. Эти величины (вместе с логарифмическим коэффициентом покраснения $C(\text{H}\beta)$) являются параметрами фотоионизационной модели.

Поправка на эффект подлиниевого поглощения (сплошная оранжевая область на рис. 1) осуществляется с помощью соотношения

$$F_{\text{corr}}(\lambda) = F_{\text{obs}}(\lambda) + \delta F(\lambda), \text{ где } \delta F(\lambda) = F_{\text{obs}} \times \frac{a_{\lambda}}{EW_{\lambda}}. \quad (2)$$

Здесь $F_{\text{obs}}(\lambda)$ — наблюдаемый поток в эмиссионной линии (голубая область рис. 1), $F_{\text{corr}}(\lambda)$ — поток в линии, скорректированный на эффект подлиниевого поглощения, $\delta F(\lambda)$ — величина поправки на обсуждаемый эффект. Она определяется путем сравнения измеряемой эквивалентной ширины эмиссионной линии EW_{λ} с эквивалентной шириной аборбционной линии a_{λ} . Конечной целью применения этой поправки является получение собственного потока в линии (голубая пунктирная линия на рис. 1).

Величина a_{λ} , характеризующая эквивалентную ширину аборбционной линии на длине волны λ , в стандартном методе вычисляется с помощью формулы $a_{\lambda}^{(\text{H}, \text{He})} = A(\lambda) \times a_{\text{H}, \text{He}}$ (Авер и др., 2021). Реальными параметрами фотоионизационной модели являются величины a_{H} и a_{He} — эквивалентные ширины аборбционных линий $\text{H}\beta$ для водорода и $\lambda 4471$ для гелия. Нормировочные коэффициенты $A(\lambda)$ вычисляются на основе прямого измерения эквивалентных ширин аборбционных линий в синтетических спектрах звездных популяций (SSP): $A(\lambda)^{(\text{H}, \text{He})} = a_{\lambda}(\text{SSP}) / a_{\text{H}\beta, 4471}(\text{SSP})$. Актуальные значения коэффициентов $A(\lambda)$ представлены в работе Авера и др. (2021). Они были вычислены на основе анализа SSP из каталога BPASS v2.1 (Элдридж и др., 2017) для следующих параметров металличности и возраста вспышки звездообразования: $Z = 0.001$ ($Z/Z_{\odot} = 0.05$) и $t_{\text{SB}} = 1, 2, 3, 4$ и 5 млн лет, после чего они были усреднены по возрасту.

У используемого в стандартном методе способа поправки на подлиниевое поглощение имеются две существенные проблемы:

1. Вычисление наблюдаемой EW эмиссионных линий производится относительно наблюдаемого континуума, который состоит из излучения всей звездной популяции в галактике плюс из излучения нагретой плазмы области НII. Эта величина сравнивается с EW аборбционной линии, которая рассчитывается только относительно звездной составляющей полного континуума.
2. Нормировочные коэффициенты $A(\lambda)$ имеют заметную нелинейную зависимость от параметров металличности и возраста звездной популяции.

Помимо этого, они не учитывают тот факт, что вклад в подлиниевое поглощение дают несколько звездных популяций разных возрастов и металличностей, составляющих звездное население галактики, поскольку на практике чаще всего наблюдается не спектр одной конкретной области НII, в некоторый интегральный спектр галактики.

Эти не учитываемые в стандартном методе проблемы могут приводить к систематическому сдвигу оценок физических условий, наблюдаемой распространенности ^4He и металличности исследуемых объектов, а, следовательно, приводить к смещенной оценке распространенности первичного гелия-4.

В этой работе мы представляем улучшенный метод анализа спектров областей НII карликовых голубых галактик, основанный на полном моделировании наблюдаемого спектра. В этом подходе производится явное моделирование полной континуальной составляющей спектра во всем исследуемом диапазоне (в стандартном подходе континуум аппроксимируется линейной функцией в окрестности каждой линии). Новый подход позволяет более точно учитывать подлиниевое поглощение, что приводит к заметному улучшению оценок физических свойств объектов, уменьшает потенциальные систематические сдвиги, а также позволяет определять текущую распространенность гелия и другие физические параметры исследуемых объектов с более высокой точностью.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛНОГО СПЕКТРА ГАЛАКТИКИ

Спектр области НII состоит из трех компонент: 1) из света центральной звезды или скопления звезд, которые создают фон ионизирующего излучения, и из света всей подстилающей звездной популяции галактики (звездный континуум); 2) из континуального излучения нагретой плазмы (небулярный континуум); 3) из наиболее выделяющейся детали — эмиссионных линий.

В обзоре Байлера и др. (2017) было показано, что в малометаллических и молодых источниках с сильным ионизирующим фоном (таких, как исследуемые здесь карликовые малометаллические галактики) величина небулярной составляющей континуума в оптическом и ближнем ИК-диапазонах может быть сравнима с величиной звездной составляющей континуума (см. рис. 12 в обзоре Байлера и др., 2017). Поэтому для построения корректной модели континуума нельзя пренебречь небулярным вкладом, как это делается в текущих фотоионизационных моделях, используемых для определения физических свойств межзвездной среды BCD.

Для построения модели спектра области НII необходимо промоделировать 3 компоненты: звездный

континуум, небулярный континуум и профили эмиссионных линий. Суммарный модельный спектр определяется суммой потоков каждой из компонент:

$$F_{\text{model}}^{(\text{tot})}(\lambda) = F_{\text{neb}}(\lambda) + F_{\text{stellar}}(\lambda) + F_{\text{lines}}(\lambda). \quad (3)$$

Здесь $F_{\text{model}}^{(\text{tot})}(\lambda)$ обозначает полный модельный поток на длине волны λ , $F_{\text{neb}}(\lambda)$ и $F_{\text{stellar}}(\lambda)$ обозначают поток небулярной и звездной составляющих континуума соответственно, $F_{\text{lines}}(\lambda)$ – это суммарный поток эмиссионных линий на длине волны λ .

Для моделирования звездного континуума мы применяем пакет pPXF (Каппеллари, 2023), написанный на языке Python 3. Он осуществляет подгонку линейной комбинацией света от набора шаблонов простых звездных популяций (SSP) под наблюдаемый интегральный спектр объекта. В качестве шаблонов спектров SSP для моделирования звездного континуума мы использовали шаблоны GALAXEV v2020² (Бурузаль и Шарло, 2003) с металлическими $M/H \equiv \lg(\frac{Z}{Z_{\odot}}) = -1.73, -1.31, -0.71, -0.42, 0$ и возрастами вспышки звездообразования $\lg(t_{\text{sb}}(\text{млн лет})) = 0-4.2$ с шагом 0.1. При моделировании небулярного континуума мы учитываем три вклада: свободно-свободный континуум (тормозное излучение нагретой плазмы), свободно-связанный (или рекомбинационный) континуум, а также двухфотонный континуум, который образуется в результате распада $2S \rightarrow 1S$ в атоме водорода с испусканием двух фотонов. Профили эмиссионных линий моделируются с помощью суммы гауссовых функций. В Приложении детально рассказано, как именно моделировалась каждая из компонент спектра.

Наблюдаемый спектр объекта моделируется следующим образом:

1. С помощью итеративной процедуры моделируется полный континуум, включающий в себя звездную и небулярную составляющие. В силу специфики работы пакета pPXF, для построения звездного континуума необходимо использовать спектр, предварительно поправленный на красное смещение объекта и межзвездное покраснение. Для определения величины межзвездного покраснения, а также физических свойств среды (концентрации и температуры электронов), самосогласованно моделируются потоки линий бальмеровской серии $\text{H}\alpha$, $\text{H}\gamma$ и $\text{H}\delta$, линий кислорода [OIII] $\lambda 4363, \lambda 4959$ и $\lambda 5007$, и линий серы [SII] $\lambda 6717$ и $\lambda 6731$, нормированные на поток линии $\text{H}\beta$. Теоретические значения бальмеровского декремента как функции от температуры и концентрации рассчитываются на основе данных из работы Хаммера и Стори (1987) с помощью аппроксимационных формул из работы Авера и др. (2021). Поскольку и подлинное

поглощение, и межзвездное покраснение приводят к эффективному уменьшению наблюдаемых потоков линий, построение итогового континуума производится итерациями. На первой итерации потоки линий Бальмеровской серии измеряются относительно линейного континуума, который строится без учета подлинного поглощения. Далее производится определение красного смещения галактики и осуществляется поправка на покраснение. После этого моделируется полный континуум. Вторая и последующая итерации измеряют бальмеровский декремент и осуществляют поправку на покраснение с использованием континуума, смоделированного на предыдущем шаге. Критерием сходимости итеративной процедуры является согласование измеряемого бальмеровского декремента по линиям $\text{H}\alpha$, $\text{H}\gamma$ и $\text{H}\delta$ на шаге i с той же величиной на шаге $i - 1$ на уровне 3σ . Численные эксперименты с моделью показали, что для спектров хорошего качества процедура сходится уже после трех итераций.

2. Из наблюдаемого спектра вычитается модельный континуум, далее спектр нормируется на интегральный поток в линии $\text{H}\beta$. После этого производится моделирование профилей эмиссионных линий для определения физических свойств и химического состава межзвездной среды области НII. В настоящей работе мы моделировали профили следующих линий: линии бальмеровской серии $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$, $\text{H}\gamma$, $\text{H}\delta$, бланды $\text{H}7 + [\text{NeIII}] \lambda 3967$ и $\text{H}8 + \text{He} \lambda 3889$, $\text{H}9$, $\text{H}10$, линии гелия $\lambda 4026, \lambda 4471, \lambda 5876, \lambda 6678$ и $\lambda 7065$, а также линии металлов. В работе Куричина и др. (2021) было показано, что для корректного определения металличности объекта необходимо учитывать двухзонную температурную структуру области НII с температурой зоны высокой ионизации T_h (в этой пространственной зоне находятся ионы OIII, SIII, NeIII и т.д.) и с температурой зоны низкой ионизации T_l (в этой пространственной зоне находятся ионы OII, SII, NII и т.д.). При этом мы считаем, что концентрация электронов в обеих зонах одинаковая, поскольку основные источники свободных электронов – это водород и гелий, зоны ионизации которых охватывают всю область НII (см., например, обзор Паймберта и др., 2017). Для определения физических свойств и химического состава объекта мы моделировали следующие линии металлов: [OII] $\lambda 4959, 5007$ и $\lambda 4363$, [OII] $\lambda 3726, 3729$ и $\lambda 7320, 7330$, [NII] $\lambda 6548, 6584$, [SII] $\lambda 6717, 6731$, [NeIII] $\lambda 3869, 3967$. Итоговая модель является функцией 41 параметра, который включает в себя относительную объемную концентрацию гелия u , распределенность элементов n_X/n_h ($X = \text{OII}, \text{OIII}, \text{NII}, \text{SII}, \text{NeIII}$), температуры T_h и T_l , концентрацию электронов n_e , лога-

²<http://www.bruzual.org/bc03/>

Таблица 1. Общие характеристики обсуждаемых галактик

Название	R.A. (J2000)	δ (J2000)	Красное смещение	Plate ID	MJD	Fiber ID
J0907+5327	09:07:04.88	+53:26:56.62	0.0298513	0553	51999	342
J1227+5139	12:27:20.16	+51:39:24.36	0.0444086	0884	52374	216
J1249+4743	12:48:46.36	+47:42:53.45	0.0237687	1455	53089	556

рифмический коэффициент покраснения $C(H\beta)$, оптическую толщину t , а также гауссова дисперсии профилей каждой линии σ_i . Оптимальные значения параметров модельного спектра определяются методом Монте-Карло по схеме марковских цепей (MCMC). Расчет MCMC реализуется с помощью пакета emcee для Python 3 (Фореман-Маки и др., 2013). Центральные значения и 1σ неопределенности в параметрах были получены из анализа распределений апостериорных вероятностей с помощью пакета ChainConsumer для Python 3 (Хинтон, 2016). Адекватность модели оценивается на основе анализа итогового распределения невязок и сравнения его с нормальным распределением с помощью теста Колмогорова–Смирнова.

ОБРАБОТКА СПЕКТРОВ ГАЛАКТИК ИЗ КАТАЛОГА SDSS

Для тестирования работоспособности предлагаемого метода было выбрано три объекта со спектрами высокого качества из выборки галактик, отобранных вручную из каталога SDSS специально для решения задачи об определении распространенности первичного ^4He (Куричин и др., 2021б). В табл. 1 приведены общие характеристики обсуждаемых галактик, а также данные, позволяющие найти исходные спектры этих объектов в каталоге SDSS. Спектры этих объектов были использованы в качестве примеров наблюдательных проявлений эффекта подлиниевого поглощения на рис. 2 и отличаются друг от друга видимой “глубиной” абсорбционных линий. Ниже приведены и описаны результаты, полученные при обработке спектров новым методом, основанном на полном моделировании спектра объекта. Также произведено сравнение полученных результатов с оценками, полученными путем обработки тех же спектров с помощью старой фотоионизационной модели. Ключевыми параметрами, по которым производилось сравнение эффективности работы старой и новой моделей, являются: относительная объемная концентрация гелия u , распространенности металлов X/H , концентрация электронов n_e , температуры зон высокой и низкой ионизации T_h и T_l и логарифмический коэффициент межзвездного покраснения $C(H\beta)$. В старой фотоионизационной модели также определяются два дополнительных параметра a_H и a_{He} , обозначающие эквивалентную ширину абсорбционных линий подлиниевого поглощения в линиях $H\beta$ и $\text{He}\lambda 4471$, и необходимые

ходимые для учета поправки на этот эффект (см. формулу (1)). В новом методе необходимости вводить эти параметры нет, поскольку этот эффект самосогласованно учитывается при моделировании полного континуума. Для сравнения результатов работы моделей в контексте поправки на подлиниевое поглощение мы измерили эквивалентную ширину этих абсорбционных линий на основе рассчитанного модельного континуума. Результирующие значения этих параметров приведены в табл. 2. Результаты подгонки модельных спектров под наблюдаемые приведены на рис. 3–5. В табл. 2 также приведены усредненные значения возраста $\langle \log t^* \rangle$ и металличности $\langle \text{M}/\text{H} \rangle$ звездной популяции галактики, полученные при моделировании звездной составляющей континуума с помощью пакета pPXF. Усреднение производится с помощью формул $\langle \log t^* \rangle = \sum_i \omega_i \log t_i^*$ и $\langle \text{M}/\text{H} \rangle = \sum_i \omega_i (\text{M}/\text{H})_i$, где $\log t_i^*$ и $(\text{M}/\text{H})_i$ – возраст и металличность i -го шаблона SSP, а ω_i – вес i -го шаблона, определяемый пакетом pPXF. Усреднение производится с помощью формулы $\langle \log t^* \rangle = \sum_i \omega_i \log t_i^*$ и $\langle \text{M}/\text{H} \rangle = \sum_i \omega_i (\text{M}/\text{H})_i$, где $\log t_i^*$ и $(\text{M}/\text{H})_i$ – возраст и металличность i -го шаблона SSP, а ω_i – вес i -го шаблона, определяемый пакетом pPXF, и характеризующий его вклад в интегральный модельный спектр звездной популяции. Полученные значения среднего возраста и металличности хорошо согласуются с оценками тех же величин, определяемых в других независимых исследованиях звездных популяций карликовых голубых галактик (см., например, работу Чжао и др., 2011).

Из результатов, приведенных в табл. 2, видно, что стандартная фотоионизационная модель, используемая для анализа спектров областей HII, систематически недооценивает величину подлиниевого поглощения в линиях водорода и гелия. Это связано с тем, что в основе стандартного метода лежит подгонка эквивалентных ширин линий поглощения с помощью нормировочных коэффициентов, связывающих поглощение у разных линий. Эти нормировочные коэффициенты, в свою очередь, рассчитываются путем измерения их значений в модельных спектрах SSP в заданном диапазоне возрастов и металличностей, соответствующих молодым звездам O и B классов, и их последующего усреднения. В силу того, что в реальности в каждой конкретной галактике эквивалентная ширина абсорбционных линий, вообще говоря, своя и определяется своей историей звездообразования – такая аппроксимация усредненными величинами будет вносить некий случайный систематический сдвиг в результаты анализа спектра каждой конкретной галактики. Предлагаемый в этой работе метод основан на моделировании своего собственного независимого модельного континуума для каждой отдельной галак-

Таблица 2. Сравнение оптимальных значений параметров старой и новой фотоионизационных моделей, полученных при обработке спектров объектов из базы данных SDSS (Куричин и др., 2021б). Значения параметров a_{H} и a_{He} для новой модели посчитаны после проведения моделирования континуума для наблюдаемого спектра (см. текст)

Параметр	J0907+5327		J1227+5139		J1249+4743	
	Старая модель	Новая модель	Старая модель	Новая модель	Старая модель	Новая модель
y	0.0815 ± 0.0046	0.0841 ± 0.0020	0.0881 ± 0.0050	0.0852 ± 0.0018	0.0823 ± 0.0062	0.0809 ± 0.0013
$\text{O/H} \times 10^5$	19.76 ± 2.14	17.08 ± 1.30	20.82 ± 2.55	17.76 ± 2.15	13.23 ± 0.88	12.63 ± 0.52
$12 + \lg(\text{O/H})$	8.30 ± 0.05	8.23 ± 0.03	8.32 ± 0.05	8.25 ± 0.05	8.12 ± 0.03	8.10 ± 0.02
n_e	22 ± 244	42 ± 30	53 ± 407	108 ± 34	87 ± 290	153 ± 33
T_h	10600 ± 700	10830 ± 280	12200 ± 900	10870 ± 480	12900 ± 900	12360 ± 180
T_l	11100 ± 900	10920 ± 490	11200 ± 1100	10320 ± 600	11300 ± 700	11700 ± 390
$C(\text{H}\beta)$	0.130 ± 0.035	0.040 ± 0.013	0.131 ± 0.035	0.085 ± 0.015	0.310 ± 0.049	0.366 ± 0.010
$\langle \log t^* \rangle$	8.32		8.13		8.20	
$\langle \text{M/H} \rangle$	-1.01		-1.05		-1.26	
a_{H}	0.00 ± 0.26	4.49	1.04 ± 0.44	4.28	2.66 ± 0.44	5.86
a_{He}	0.14 ± 0.17	0.66	0.46 ± 0.28	0.71	0.18 ± 0.12	0.54

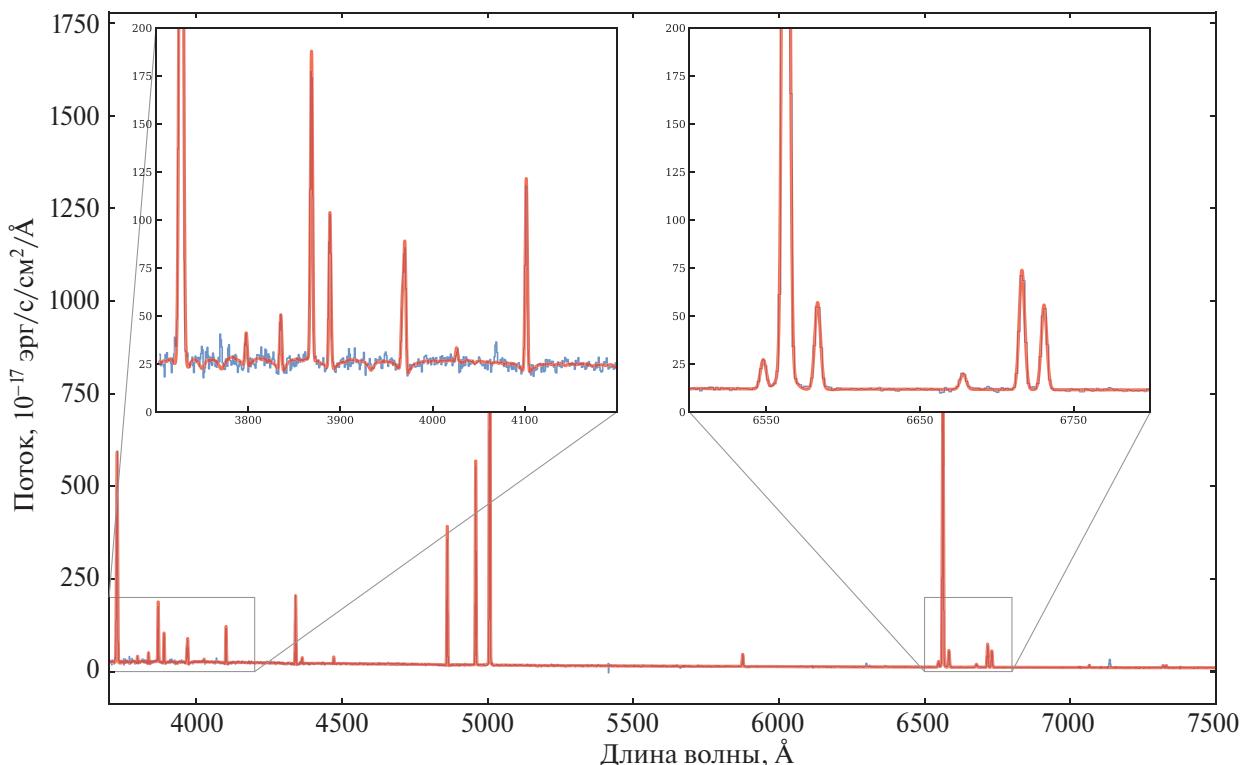


Рис. 3. Наблюдаемый и модельный спектры объекта J0907+5327 в собственной системе отсчета. Наблюдаемый спектр, взятый из каталога SDSS, обозначен синей линией. Модельный спектр, рассчитанный с помощью предлагаемой модели, показан красным цветом. Для удобства оценки правильности подгонки модельного спектра на врезках представлены увеличенные в масштабе части спектра в диапазонах 3700–4200 Å и 6500–6800 Å.

тики, наилучшим образом согласующегося с наблюдаемыми данными, и поэтому он лишен этого случайного систематического сдвига. Кроме того, стандартный метод не учитывает вклад других звездных популяций галактики в интегральный спектр объекта. Суммарно это приводит к недооценке величины подлиниевого поглощения и смещению оценок всех остальных параметров, но, в первую очередь, это при-

водит к неверной поправке на межзвездное покраснение. Поскольку потоки всех наблюдаемых линий подвержены эффекту межзвездного покраснения, некорректный учет этого эффекта автоматически приводит к смещению всех оценок распространенности химических элементов в карликовых галактиках.

Предлагаемый метод также устраняет известную проблему вырождения между температурой и концен-

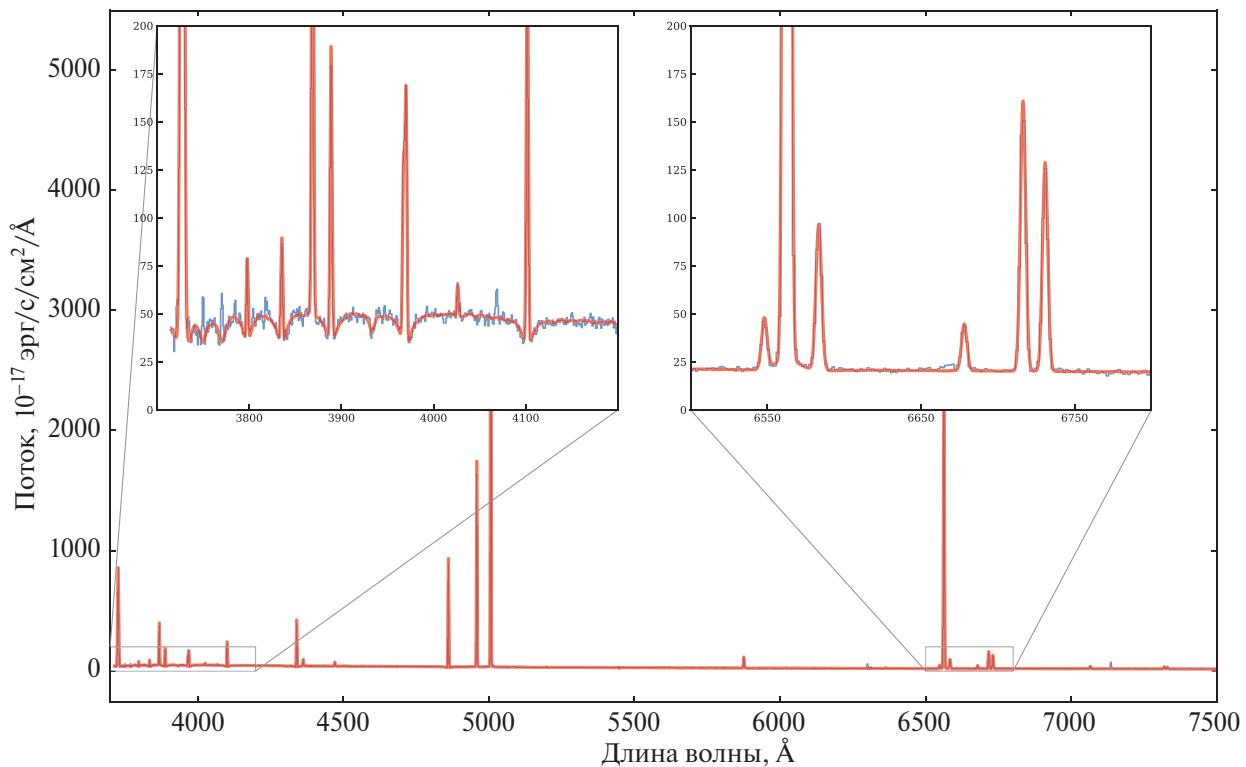


Рис. 4. Наблюдаемый и модельный спектры объекта J1227+5139 в собственной системе отсчета. Наблюдаемый спектр, взятый из каталога SDSS, обозначен синей линией. Модельный спектр, рассчитанный с помощью предлагаемой модели, показан красным цветом. Для удобства оценки правильности подгонки модельного спектра на врезках представлены увеличенные в масштабе части спектра в диапазонах 3700–4200 Å и 6500–6800 Å.

трацией электронов, характерную для “водородно-гелиевых” фотоионизационных моделей, основанных на методе, предложенном в работе Авера и др. (2010). Это вырождение возникает из-за того, что одна и та же величина испускательной способности гелиевых линий оптического диапазона может быть достигнута при разных комбинациях параметров температуры и концентрации электронов, что приводит к вырождению между ними и заметно увеличивает неопределенности в их оценках. В работе Изотова и др. (2014) для решения этой проблемы было предложено использовать ИК-линию Не $\lambda 10830$. Включение ИК-линии в анализ позволяет снять вырождение, однако это требует совмещения данных с разных телескопов, что может приводить к дополнительным систематическим сдвигам. В предлагаемом методе проблема решается за счет самосогласованного моделирования большего числа линий гелия, водорода и металлов, что снимает вырождение без необходимости использования ИК-наблюдений. Это позволяет не вносить дополнительный систематический сдвиг, связанный с согласованием данных с разных телескопов, а также, в перспективе, позволит набрать более мощную выборку галактик для регрессионного анализа.

Кумулятивно эти факторы приводят к тому, что точность получаемых оценок на наблюдаемую распро-

страненность ^4He в галактиках вырастает в 2–3 раза по сравнению с оценками, полученными с помощью стандартных моделей, что мы проверили уже на нескольких десятках объектов, три из которых приведены в качестве примера в этой работе. Преимущества этого метода в максимальном объеме будут явно видны после проведения полного анализа спектров всех объектов, отобранных для задачи о первичном ^4He . Это сопряжено с большими численными расчетами. Тем не менее уже по имеющимся предварительным результатам мы можем ожидать, что дисперсия полной итоговой выборки объектов по крайней мере не увеличится, а, скорее всего, будет меньше по сравнению с дисперсиями выборок предыдущих анализов. Результаты такого анализа будут представлены в последующих работах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящена обсуждению влияния эффекта подлиниевого поглощения на измеряемые потоки эмиссионных линий областей HII карликовых голубых галактик. Наличие этого эффекта приводит к заметному уменьшению наблюдаемых потоков эмиссионных линий. Неучет и/или неверный учет этого эффекта при моделировании наблюдаемых потоков приводит к существенному систематическому сдвигу

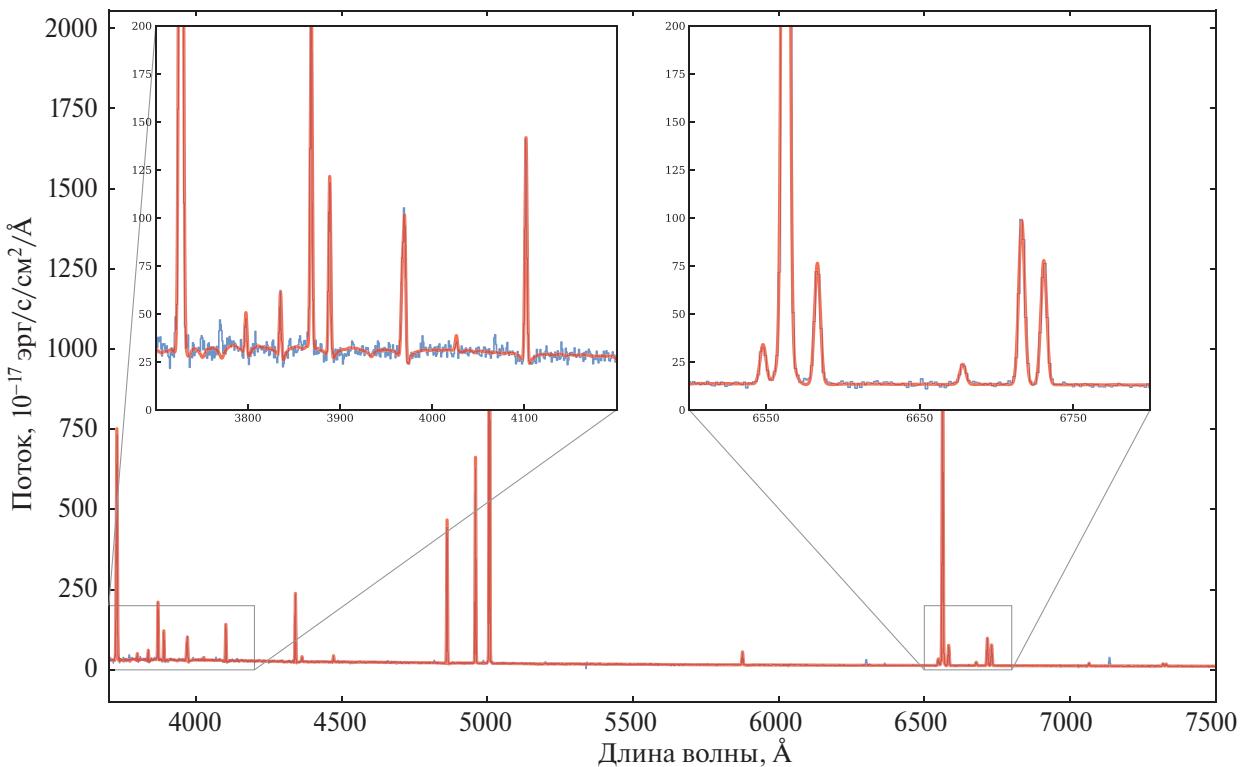


Рис. 5. Наблюдаемый и модельный спектры объекта J1249+4743 в собственной системе отсчета. Наблюдаемый спектр, взятый из каталога SDSS, обозначен синей линией. Модельный спектр, рассчитанный с помощью предлагаемой модели, показан красным цветом. Для удобства оценки правильности подгонки модельного спектра на врезках представлены увеличенные в масштабе части спектра в диапазонах 3700–4200 Å и 6500–6800 Å.

в оценках физических свойств и химического состава областей НII.

В работе представлена улучшенная фотоионизационная модель для обработки спектров областей НII карликовых голубых галактик, необходимая для получения точной оценки распространенности первично-го ${}^4\text{He}$.

Предлагаемая модель основана на полном моделировании наблюдаемого спектра объекта, включающему в себя звездный и небулярный континуумы, а также профили эмиссионных линий. Модель создает синтетический спектр объекта, зависящий от физических параметров межзвездной среды, а также от распространенностей гелия и металлов. Определение оптимальных значений параметров модели производится путем подгонки синтетического спектра объекта под наблюдаемый спектр с помощью метода Монте-Карло по схеме Марковских цепей.

Такой подход ранее не использовался в задаче об определении распространенности первичного ${}^4\text{He}$. Ключевое преимущество этого подхода состоит в самосогласованном моделировании всего спектра, что позволяет наилучшим образом учесть эффект влияния подлиниевого поглощения на наблюдаемые потоки всех исследуемых линий.

Дополнительными преимуществами этого подхода являются:

1. Снятие вырождения по температуре и концентрации электронов, характерного для фотоионизационных моделей, в которых моделируются только гелиевые линии.
2. Учет подлиниевого поглощения в рекомбинационной линии $\text{HeII}\lambda 4686$, чего не делалось ранее.

Использование предлагаемого метода для анализа спектров хорошего качества, отобранных из каталога SDSS, позволило поставить более жесткие оценки на физические условия и химический состав исследуемых объектов по сравнению с оценками, полученными стандартным методом. Например, один из ключевых параметров модели – относительная объемная концентрация гелия u – с помощью новой модели определяется в три раза точнее. Также с использованием предлагаемого метода было показано, что моделирование потоков гелиевых и водородных линий стандартным методом заметно недооценивает эффект подлиниевого поглощения, что приводит к систематическому сдвигу оценок на другие параметры модели.

Улучшенная фотоионизационная модель областей НII, описанная в этой работе, может быть использова-

на для получения наилучшей оценки распространенности первичного ^4He (что будет сделано в последующих работах), а также для других задач, сопряженных с анализом спектров областей НII карликовых галактик.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимного рецензента за важные и полезные замечания, позволившие улучшить текст этой работы. О.А. Куричин выражает глубокую признательность А.В. Моисееву за ценные рекомендации в вопросах моделирования звездной составляющей континуума областей НII, без которых реализация данного исследования не представлялась бы возможной. Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00166.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Моделирование небулярного континуума

Основной вклад в небулярный континуум областей НII в оптическом диапазоне дают свободно-свободные и свободно-связанные процессы, а также двухфотонный распад первого возбужденного уровня в атоме водорода (см. книгу Дрейна, 2011, и обзор Байлера и др., 2017).

Свободно-связанный континуум возникает при рекомбинации свободных электронов с ионами водорода и гелия (прямой рекомбинацией с металлами можно пренебречь из-за их крайне малых концентраций). Возникающее при этом возбужденное состояние атома Н или Не впоследствии релаксирует в основное состояние в процессе т.н. рекомбинационного каскада, рождая при этом серию эмиссионных линий, характерных для каждого элемента. Результирующее континуальное спектральное распределение энергии обладает ярко выраженными порогами, связанными с энергией ионизации конкретных уровней.

Испускательная способность для свободно-связанного континуума определяется соотношением:

$$j_{fb}(\nu) = \frac{1}{4\pi} n_e (n_{\text{H}^+} \gamma_\nu(\text{H}^+) + n_{\text{He}^+} \gamma_\nu(\text{He}^+) + n_{\text{He}^{++}} \gamma_\nu(\text{He}^{++})). \quad (4)$$

Здесь n_e – это концентрация электронов, n_i – концентрация иона i сорта, $\gamma_\nu(i)$ – коэффициент эмиссии для иона соответствующего сорта. Коэффициент эмиссии определяется сечением радиативной рекомбинации, которое с помощью соотношения Милна (явный его вид можно найти, например, в книге Дрейна, 2011) может быть выражено через сечение фотоионизации $\sigma_v(X^*)$, как показано в работе Эрколано и Стори (2006). В работе Эрколано и Стори (2006) представлены рассчитанные значения коэффициентов эмиссии γ_ν для H^+ , He^+ и He^{++} , полученные путем моделирования 200 уровней для Н и 350 уровней для Не, как

функции температуры и длины волны. Мы использовали эти данные для расчета свободно-связанного континуума.

Свободно-свободный континуум (или тормозное излучение) возникает при рассеянии свободных электронов на ионах Н и Не в плазме и обладает практически плоским спектром с экспоненциальным завалом при частотах $h\nu \gtrsim kT$. Его интенсивность сильно зависит от температуры области НII, однако в оптическом диапазоне его вклад в общую интенсивность небулярного континуума относительно небольшой. Испускательная способность свободно-свободного континуума определяется соотношением (см., например, Дрейн, 2011):

$$j_{ff}(\nu) = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \sqrt{\frac{m}{kT}} \frac{e^6}{m^2 c^3} g_{ff}(\nu, T) e^{-h\nu/kT} Z_i^2 n_i n_e. \quad (5)$$

Здесь m и e – масса и заряд электрона, $g_{ff}(\nu, T)$ – это фактор Гаунта для свободно-свободных переходов, T – температура, Z_i – заряд иона i сорта, n_i – концентрация ионов i сорта, n_e – концентрация электронов. В этой работе мы использовали численную аппроксимацию нерелятивистского фактора Гаунта для свободно-свободных переходов из работы Хаммера (1988):

$$g_{ff}(\nu, T) = \ln \left[\exp \left(5.690 - \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln (Z_i \nu_9 t^{-3/2}) \right) + e \right]. \quad (6)$$

Здесь $e = 2.718\dots$ – основание натурального логарифма, ν_9 – частота в 10^9 Гц.

Третьим важным процессом, дающим вклад в интенсивность небулярного континуума, является двухфотонный распад $2S \rightarrow 1S$ в атоме водорода (так называемый двухфотонный континуум). Суммарная энергия двух результирующих фотонов равна $h\nu_{La}$, и спектр такого процесса имеет максимум в УФ-диапазоне. Однако “хвост” спектра фотонов от этого процесса вносит заметный вклад в диапазоне $\lambda 3000\text{--}4000 \text{ \AA}$, и его необходимо учитывать при моделировании полного небулярного континуума. Двухфотонный распад характеризуется коэффициентом Эйнштейна $A_{2\gamma} = 8.2249 \text{ s}^{-1}$, рассчитанным в работе Нуссбаумера и Шмутца (1984). Испускательная способность определяется соотношением из книги Остерброка и Ферланда (2006):

$$j_{2\gamma}(\nu) = \frac{\alpha_{\text{eff}} g_\nu}{1 + n_e q_{2\gamma} / A_{2\gamma}}. \quad (7)$$

Здесь α_{eff} – эффективный рекомбинационный коэффициент, $q_{2\gamma}$ – темп столкновительной релаксации $2S \rightarrow 1S$, g_ν – величина, характеризующая вероятность перехода. Для расчета испускательной способности мы использовали фитирующие функции для эффективного рекомбинационного коэффициента и

темпа столкновительной релаксации из работы Моллы и др. (2009):

$$\begin{aligned} a_{\text{eff}} &= 0.647 \times 10^{-10} \times T^{-0.722}, \\ q_{2\gamma} &= 5.92 \times 10^{-4} - 6.1 \times 10^{-9} T. \end{aligned} \quad (8)$$

Для расчета функции g_v мы использовали выражения из работы Нуссбаумера и Шмутца (1984):

$$g_v = \frac{h\nu}{v_0} \frac{1}{A_{2\gamma}} \times A \left(\frac{v}{v_0} \right). \quad (9)$$

Здесь v_0 – частота La перехода, а явный вид функции $A(y)$ можно найти в работе Нуссбаумера и Шмутца (1984).

Суммарная испускательная способность небулярного континуума определяется соотношением

$$j_{\text{neb}}(v) = j_{fb}(v) + j_{ff}(v) + j_{2\gamma}(v). \quad (10)$$

Моделирование звездного континуума

Моделирование звездной составляющей континуума в спектре является нетривиальной задачей, поскольку отдельные области НII в карликовых галактиках часто не разрешаются, и на практике наблюдается некоторый интегральный спектр от нескольких различных звездных популяций. Современный обзор методов моделирования спектра звездной популяции, применимости и вырождений, присущих этим методам, особенно в оптическом диапазоне длин волн, см. в работе Конроя (2013). Общая идея, стоящая за всеми этими методами, состоит в том, что интегральный спектр галактики представляет собой линейную комбинацию света от многих простых звездных популяций (SSP) известного возраста, металличности и химического состава. В настоящее время существует несколько разных методов построения синтетического спектра звездной популяции путем подгонки интегрального спектра некоторой линейной комбинацией различных SSP.

В недавней работе Ву и др. (2024) было проведено систематическое сравнение и тестирование нескольких популярных программ для моделирования спектра звездных популяций. Авторы сгенерировали искусственный оптический спектр галактики с известными параметрами, добавили шум и исследовали, как разные программы восстанавливают исходные параметры синтетического спектра. На основе результатов такого тестирования авторы пришли к выводу, что наиболее оптимальным пакетом с точки зрения восстановления исходных параметров стандартизированного синтетического спектра и общей оптимизации и быстродействия является пакет *pPXF*, написанный на языке Python 3. Основываясь на результатах этого исследования, мы решили выбрать пакет *pPXF* для моделирования звездного континуума в спектрах областей НII карликовых голубых галактик.

В основе алгоритма работы *pPXF* (Каппеллари, 2023) лежит так называемый алгоритм пенализированного пиксельного аппроксимирования, впервые описанный в работе Каппеллари и Эмслема (2004). Математически *pPXF* представляет собой метод минимизации χ^2 , в котором подгоняются распределения скоростей по лучу зрения (LOSVD), веса звездных популяций, межзвездное покраснение от пыли и т.д. с использованием набора шаблонов звездных популяций и эмиссионных линий. Алгоритм объединяет в себе одновременно линейную подгонку одних параметров (таких, как веса SSP) и нелинейную подгонку других параметров (таких, как покраснение или кинематические параметры). Детальное описание алгоритма может быть найдено в работах Каппеллари и Эмслема (2004), Каппеллари (2017) и Ву и др. (2024).

Моделирование профилей эмиссионных линий

Характерная величина кинетической температуры плазмы в областях НII составляет $\sim 10^4$ К. При таких температурах допплеровский механизм уширения линий является доминирующим, поэтому профили эмиссионных линий моделируются с помощью чистой гауссовой функции

$$F(\lambda, \lambda_0) = \frac{F_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (11)$$

Здесь F_0 – интегральный поток в линии, λ_0 – центролинии, σ – дисперсия. Интегральный поток в линии определяется следующим соотношением:

$$F_0 = \frac{1}{4\pi D^2} \int_{(V)} j_\lambda n_e n_X dV. \quad (12)$$

Здесь D – расстояние до источника, j_λ – испускательная способность линии, n_e – концентрация электронов, n_X – концентрация ионов сорта X , V – объем области НII.

Поскольку расстояние и объем области НII для каждого конкретного источника являются неизвестными величинами, попытки их оценить в явном виде могут привести к возникновению дополнительных систематических сдвигов. Поэтому для моделирования профилей линии мы нормируем весь спектр на интегральный поток в линии Н β :

$$\frac{F_0}{F(\text{Н}\beta)} = \frac{\int_{(V)} j_\lambda n_e n_X dV}{\int_{(V)} j_{\text{Н}\beta} n_e n_H dV} \approx \frac{n_X}{n_H} \frac{j_\lambda}{j_{\text{Н}\beta}}. \quad (13)$$

Таким образом, собственный относительный интегральный поток эмиссионных линий зависит от испускательных способностей моделируемой линии и линии Н β , а также от относительной объемной концентрации химического элемента n_X/n_H .

Существует несколько важных систематических эффектов, приводящих к отклонению измеряемых потоков эмиссионных линий от собственных. К ним

относятся межзвездное покраснение, столкновительное возбуждение водородных линий, разные температуры зон ионизации. Также для некоторых линий гелия из триплетной ветви переходов важным является наличие ненулевой оптической толщины и эффекты переноса излучения, связанные с ней. Важно отметить, что в классических фотоионизационных моделях, используемых для определения физических свойств и распространенностей химических элементов в карликовых голубых галактиках (Авер и др., 2015, 2021; Сью и др., 2021; Куричин и др., 2021а, б; Мацуумото, 2023), при расчете интегрального потока необходимо также делать поправку для учета подлиниевого поглощения. В описываемом здесь методе этого делать не нужно, поскольку этот эффект самосогласованным образом учитывается при моделировании континуума.

Формулы, используемые для расчета интегральных потоков различных линий с учетом перечисленных систематических эффектов, приведены ниже. Интегральный поток в запрещенных линиях металлов определяется соотношением

$$\frac{F_0}{F(\text{H}\beta)} = \frac{n_X}{n_{\text{H}}} \frac{E(n_e, T, \lambda)}{E(n_e, T, \text{H}\beta)} \frac{1}{1 + C/R(n_e, T, \text{H}\beta)}. \quad (14)$$

Интегральный поток в линиях бальмеровской серии определяется соотношением

$$\frac{F_0}{F(\text{H}\beta)} = \frac{E(n_e, T, \lambda)}{E(n_e, T, \text{H}\beta)} \frac{1 + C/R(n_e, T, \lambda)}{1 + C/R(n_e, T, \text{H}\beta)}. \quad (15)$$

Интегральный поток в рекомбинационных линиях гелия определяется соотношением

$$\frac{F_0}{F(\text{H}\beta)} = y \frac{E(n_e, T, \lambda)}{E(n_e, T, \text{H}\beta)} \frac{1}{1 + C/R(n_e, T, \text{H}\beta)} \times f_{\tau}(\tau, n_e, T, \lambda). \quad (16)$$

В формулах (14)–(16) используются следующие обозначения:

- n_X/n_{H} – относительная объемная концентрация элемента X . Эта величина параметризует распространенность соответствующего элемента;
- $y \equiv n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ – относительная объемная концентрация He , один из ключевых параметров модели;
- $E(n_e, T, \lambda)$ – испускательная способность линии λ , рассчитываемая как функция концентрации электронов n_e и соответствующей температуры T . В данной модели испускательные способности для заданных значений n_e и T вычисляются методом билинейной интерполяции по сетке рассчитанных значений. Актуальные данные по испускательным способностям линий гелия взяты из работы Авера и др. (2013). Данные по испускательным способностям линий бальмеровской серии и запрещенных линий металлов были рассчитаны с помощью пакета PyNeb (Луридиана и др., 2015) на сетке параметров по T от 5000 до

25 000 К с шагом 50 К и по n_e от 1 до 1000 см⁻³ с шагом 10 см⁻³ специально для этой задачи;

- $C/R(n_e, T, \lambda)$ – коэффициент, позволяющий учесть добавку к интенсивности линий бальмеровской серии за счет столкновительного возбуждения переходов. Он рассчитывается как функция n_e и T с помощью формул из работы Авера и др. (2021);
- $f_{\tau}(\tau, n_e, T, \lambda)$ – функция оптической толщины. Эта функция позволяет учесть наличие ненулевой оптической толщины для некоторых линий гелия. Функция параметризована в зависимости от оптической толщины линии $\text{He} \lambda 3889$, обозначаемой буквой τ . Для расчета f_{τ} используется аппроксимационная формула из работы Бенджамина и др. (2002).

Модельный спектр шаблонов эмиссионных линий является простой суммой гауссиан, определяемых формулой (11), в который подставляются интегральные потоки, рассчитанные по формулам (14)–(16). Центроиды гауссиан λ_0 являются фиксированными длинами волн соответствующих линий. Мы брали значения длин волн моделируемых линий из атомной спектральной базы данных NIST v.5.12 (Крамида и др., 2024). Модельный спектр эмиссионных линий определяется соотношением

$$F_{\text{lines}}(\lambda) = \sum_i \frac{F_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{2\sigma_i^2}\right) \times 10^{-C(\text{H}\beta)f(\lambda)}. \quad (17)$$

Здесь суммирование производится по всем моделируемым линиям, а экспоненциальный множитель отвечает за поправку на межзвездное покраснение. Межзвездное покраснение параметризуется логарифмическим коэффициентом покраснения $C(\text{H}\beta)$. В качестве функции покраснения $f(\lambda)$ выбрана функция из работы Карделли и др. (1989) с $R_V = 3.2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **05**, 003 (2010).
2. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, R.L. Porter, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11**, 017 (2013).
3. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **07**, 011 (2015).
4. Авер и др. (E. Aver, D.A. Berg, K.A. Olive, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 027 (2021).
5. Байлер и др. (N. Byler, J.J. Dalcanton, C. Conroy, et al.), *Astrophys. J.* **840**, 1, id.44 (2017).
6. Бенджамин и др. (R.A. Benjamin, E.D. Skillman, and D.P. Smits), *Astrophys. J.* **569**, 1 (2002).
7. Бурузаль, Шарло (G. Bruzual and S. Charlot), *MNRAS* **334**, 4 (2003).
8. Валерди, Паймберт (M. Valerdi and A. Peimbert), eprint arXiv:1905.05102 (2019).

9. Валерди и др. (M. Valerdi, A. Peimbert, and M. Peimbert), *MNRAS* **505**, 3624 (2021).
10. Ву и др. (J. Woo, D. Walters, F. Archinuk, et al.), *MNRAS* **530**, 4260 (2024).
11. Дрейн, Б.Т. (B.T. Draine), *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton Univer. Press, 2011).
12. Иванчик и др. (A.V. Ivanchik, O.A. Kurichin, and V.Yu. Yurchenko), *Universe* **10**, 4, id. 169 (2024).
13. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and N.G. Guseva), *MNRAS* **445**, 778 (2014).
14. Каппеллари (M. Cappellari), *MNRAS* **466**, 1 (2017).
15. Каппеллари (M. Cappellari), *MNRAS* **526**, 3 (2023).
16. Каппеллари, Эмслем (M. Cappellari and E. Emsellem), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **116**, 816 (2004).
17. Карделли и др. (J. Cardelli, G. Clayton, and J. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
18. Кислицын и др. (P. Kislitsyn, S. Balashev, M. Murphy, et al.), *MNRAS* **528**, 3 (2024).
19. Коллаборация Планк (Planck Collaboration, et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020).
20. Конрой (C. Conroy), *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **51**, 1 (2013).
21. Крамида и др. (NIST ASD Team: A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, et al.), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. DOI: <https://doi.org/10.18434/T4W30F> (2024).
22. Куричин и др. (O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, V.V. Klimenko, et al.), *MNRAS* **502**, 3045 (2021a).
23. Куричин и др. (О. Куричин, П. Кислицын, А. Иванчик), *Письма в Астрон. журн.* **47**, 10 (2021b).
24. Луридиана и др. (V. Luridiana, C. Morisset, and R.A. Shaw), *Astron. Astrophys.* **573**, A42 (2015).
25. МакКолл и др. (M.L. McCall, P.M. Rybski, and G.A. Shields), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **57**, 1 (1985).
26. Мацуумото и др. (A. Matsumoto, M. Ouchi, K. Nakajima, et al.), *Astrophys. J.* **941**, 167 (2022).
27. Молла и др. (M. Molla, M.L. Garca-Vargas, and A. Bressan), *MNRAS* **398**, 451 (2009).
28. Нуссбаумер, Шмутц (H. Nussbaumer and W. Schmutz), *Astron. Astrophys.* **132**, 2 (1984).
29. Остерброк, Ферланд (D.E. Osterbrock and G.J. Ferland), *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei. 2nd Ed.* (Sausalito, CA: Univer. Sci. Books, 2006).
30. Паймберт и др. (M. Peimbert, A. Peimbert, and G. Delgado-Inglada), *Publ. Astron. Soc. Pac.* **129**, 978 (2017).
31. Пизанти и др. (O. Pisanti, A. Cirillo, S. Esposito, et al.), *Comput. Phys. Commun.* **178**, 12 (2008).
32. Питру и др. (C. Pitrou, A. Coc, J.-Ph. Uzan, et al.), *Phys. Rep.* **754**, 1 (2018).
33. Сью и др. (T. Hsyu, R.J. Cooke, J.X. Prochaska, et al.), *Astrophys. J.* **896**, 77 (2020).
34. Фернандез и др. (V. Fernandez, E. Terlevich, A.I. Daz, et al.) *MNRAS* **478**, 5301 (2018).
35. Фернандез и др. (V. Fernandez, E. Terlevich, A.I. Daz, et al.) *MNRAS* **487**, 3221 (2019).
36. Филдс и др. (B.D. Fields, K.A. Olive, T.-H. Yeh, et al.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 010 (2020).
37. Фореман-Маки и др. (D. Foreman-Mackey, Hogg, D. Lang, et al.) *Publ. Astron. Soc. Pac.* **125**, 925 (2013).
38. Хаммер (D.G. Hummer), *Astrophys. J.* **327**, 477 (1988).
39. Хаммер, Стори (D. Hummer and P. Storey), *MNRAS* **224**, 3 (1987).
40. Хинтон (S. Hinton), *J. Open Source Softw.* **1**, 4 00045 (2016).
41. Чжао и др. (Zhao, Yinghe; Gu, Qiusheng; Gao, Yu), *Astron. J.* **114**, 2 id. 68 (2011).
42. Элдридж и др. (J. Eldridge, E. Stanway, L. Xiao, et al.), *Publ. Astron. Soc. Aust.* **34**, e058 (2017).
43. Эрколано, Стори (B. Ercolano and P.J. Storey), *MNRAS* **372**, 4 (2006).