

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТАЛЛИЧНОСТИ ЗОН III ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ПРОБЛЕМЕ ОЦЕНКИ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ПЕРВИЧНОГО ${}^4\text{He}$

© 2021 г. О. А. Куричин^{1*}, П. А. Кислицын¹, А. В. Иванчик¹

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

Поступила в редакцию 06.09.2021 г.

После доработки 06.09.2021 г.; принята к публикации 07.09.2021 г.

Распространенность первичного ${}^4\text{He}$ (Y_p) является одной из ключевых характеристик процессов первичного нуклеосинтеза, протекавших в первые минуты после Большого Взрыва. Ее величина зависит от барион-фотонного отношения $\eta \equiv n_b/n_\gamma$, а также чувствительна к релятивистским степеням свободы, влияющих на скорость расширения Вселенной на радиационно-доминированной стадии. На данный момент наиболее используемым способом определения Y_p является анализ спектров III регионов малометаллических голубых карликовых галактик. В представленной работе мы детально обсуждаем различные методы определения металличности в III регионах применительно к данной задаче. Показано, что некоторые процедуры, используемые в этих методах, приводят к сдвигам в оценке металличности и занижению ошибки ее определения. Мы предлагаем модифицированную методику оценки металличности, а также связанный с ней дополнительный критерий отбора объектов. На его основе нами было отобрано 69 объектов (26 объектов со спектрами высокого качества из базы данных HeBCD+NIR и 43 объекта из каталога SDSS), для которых по предложенной методике были определены Y и O/H, получена наиболее точная на сегодняшний день оценка $Y_p = 0.2470 \pm \pm 0.0020$. Ее сравнение с величиной $Y_p = 0.2470 \pm 0.0002$, получаемой в результате расчета численных кодов первичного нуклеосинтеза, где в качестве Ω_b берется значение, определяемое из анализа анизотропии реликтового излучения (миссия Planck), является важным инструментом исследования самосогласованности Стандартной космологической модели (возможное рассогласование этих оценок могло бы быть индикатором новой физики). Применение предлагаемой методики позволяет более корректно определять Y_p и наклон $dY/d(O/H)$. Дальнейший анализ данных из каталога SDSS приведет к существенному увеличению статистики таких объектов и, как следствие, к уточнению оценки Y_p .

Ключевые слова: ранняя Вселенная, первичный нуклеосинтез, первичный гелий-4, III регионы.

DOI: 10.31857/S0320010821100053

ВВЕДЕНИЕ

Современные наблюдательные возможности позволяют нам изучать Вселенную от настоящего момента ($z = 0$) до космологических красных смещений $z \sim 10$, где начинают формироваться первые галактики. Еще более ранним наблюдательным “окном” во Вселенную являются исследования реликтового излучения, позволяющие увидеть, какой была Вселенная через 400 тыс. лет после Большого Взрыва ($z \approx 1100$). Первичный (дозвездный) космологический нуклеосинтез — процесс, протекавший в первые минуты после Большого Взрыва — имеет наблюдательно проверяемые последствия и на сегодняшний день является самым

далеким космологическим процессом ($z \sim 10^9 - 10^7$), позволяющим увидеть раннюю Вселенную.

Представляя собой “инвертированный” термоядерный реактор, где синтез элементов протекает при расширении и охлаждении вещества, первичный нуклеосинтез приводит к рождению первых легких ядер — D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ и др., при этом их относительное содержание зависит от единственного параметра $\eta \equiv n_b/n_\gamma$ — барион-фотонного отношения. Последующая эволюция Вселенной, в которой формируются и эволюционируют звезды и галактики, приводит к изменению первичного изотопного состава вещества, а также наработке более тяжелых элементов в ходе звездного нуклеосинтеза. Несмотря на это, существуют методы оценки первичных распространенностей D, ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. Эти оценки позволяют с использованием числен-

*Электронный адрес: o.chinkuir@gmail.com

Таблица 1. Современные оценки Y_p , полученные различными независимыми научными группами

Y_p	Ссылка
0.2551 ± 0.0022	Изотов и др. (2014)
0.2449 ± 0.0040	Авер и др. (2015)
0.2446 ± 0.0029	Паймберт и др. (2016)
0.245 ± 0.0070	Фернандез и др. (2018)
0.243 ± 0.0050	Фернандез и др. (2019)
0.2451 ± 0.0026	Валерди, Паймберт (2019)
0.2436 ± 0.0040	Сью и др. (2020)
0.2453 ± 0.0034	Авер и др. (2021)
0.2462 ± 0.0022	Куричин и др. (2021)
0.2448 ± 0.0033	Валерди и др. (2021)
0.2470 ± 0.0020	Настоящая работа
<i>$*0.2470 \pm 0.0002$</i>	Коллаборация Планк (2020)

Примечание. Необходимо отметить, что значение Y_p , представленное в работе (Коллаборация Планк, 2020), в отличие от прямых наблюдений ${}^4\text{He}$, рассчитывается с использованием численных кодов первичного нуклеосинтеза с входным параметром Ω_b , полученным из анализа анизотропии реликтового излучения.

ных кодов первичного нуклеосинтеза определить один из ключевых космологических параметров — плотность барионов во Вселенной Ω_b (выражена в единицах критической плотности $\rho_{cr} \equiv 3H^2/8\pi G$). Сравнение этого значения, полученного для эпохи первичного нуклеосинтеза (первые минуты после Большого Взрыва), со значением, полученным из анализа анизотропии реликтового излучения (400 тыс. лет после Большого Взрыва), является важным инструментом проверки самосогласованности Стандартной космологической модели (возможное несоответствие могло бы указывать на новую физику).

Для определения массовой доли первичного гелия-4 (Y_p) наблюдают малометаллические НII регионы в карликовых голубых галактиках (BCD). В таких галактиках темп звездообразования замедлен, поэтому они слабо химически проэволюционировали, таким образом их состав вещества близок к первичному. Поскольку распространенность гелия только увеличивается с течением времени за счет звездного нуклеосинтеза, имеется корреляция между металличностью объекта и содержанием в нем гелия. Поэтому, вычисляя текущую распространенность ${}^4\text{He}$ (Y) и металличность (Z) в таких

объектах, можно оценить Y_p . Для этого строится диаграмма $Y-O/H$, где O/H — относительное содержание кислорода в источнике, выступающее в роли маркера металличности объекта, после чего, экстраполируя построенную зависимость к нулевой металличности, получают оценку Y_p .

В табл. 1 представлены оценки первичного гелия-4, полученные в последние годы с применением различных методов при анализе зон НII. Существуют также оценки Y_p , сделанные при применении и других подходов. В работе Кук, Фумагали (2018) был произведен анализ абсорбционного спектра облака межзвездного газа ($z = 1.724$) на луче зрения к квазару HS 1700+6416. Авторы представили оценку $Y_p = 0.250 \pm 0.033$. Такой же метод широко используется в настоящее время для оценок распространенности первичного дейтерия (Нотердам и др., 2012; Балашев и др., 2016; Ремер-Соренсен и др., 2017; Кук и др., 2018; Заварыгин и др., 2018). Еще один способ определения Y_p — изучение эмиссионных радиолиний гелия и водорода, соответствующих переходам между ридберговскими состояниями в близких НII областях. В недавней работе Цивилева и др. (2019) таким образом был получен нижний предел $Y_p \geq 0.2519 \pm 0.0115$. Весомым преимуществом этих подходов является практически полное отсутствие систематических эффектов, влияющих на оценки $n(\text{He})/n(\text{H})$. С другой стороны, эти методы имеют пока низкую точность по сравнению с традиционным методом определения Y_p .

В представленной работе мы детально обсуждаем некоторые трудности, возникающие при определении первичной распространенности гелия-4, а также предлагаем способ их устранения.

СТАНДАРТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ O/H

Металличность объекта, которая нужна для выполнения регрессионного анализа с целью получения оценки Y_p , может быть определена как сумма распространенностей всех химических элементов тяжелее гелия, имеющихся в НII регионе. Однако массовые доли большей части металлов по отношению к водороду в таких областях составляют величины $\lesssim 10^{-7}$, и эмиссионные линии этих элементов трудно наблюдать. Поэтому в качестве характеристики металличности объекта при оценке Y_p обычно используют кислород. Относительная распространенность кислорода O/H определяется как сумма распространенностей ионизационных состояний кислорода (для типичных физических условий в НII регионах такими состояниями являются OII и OIII, таким образом, $O/H = \text{OII}/H + \text{OIII}/H$). Для определения распространенности

каждого состояния используется двухзонная температурная модель НII региона. Согласно такому подходу, излучение запрещенных линий OII рождается в ближней окрестности источника ионизирующего излучения и характеризуется температурой электронов межзвездной среды $T_e(\text{OIII})$, а излучение запрещенных линий OII рождается в отдаленном слое НII региона, характеризуемом температурой электронов $T_e(\text{OII})$. Эти температуры могут быть определены так называемым прямым методом по отношению потоков запрещенных линий соответствующих ионов: $T_e(\text{OIII})$ определяется отношением потоков $\lambda 4363/(\lambda 4959 + \lambda 5007)$, а $T_e(\text{OII})$ — отношением $(\lambda 7320 + \lambda 7330)/(\lambda 3726 + \lambda 3729)$ (см., например, Пилюгин и др., 2010). Отметим, что слабые линии [OII] $\lambda 7320, 7330$ часто недоступны для измерения, поэтому в работах, посвященных определению физических условий в НII регионах, $T_e(\text{OII})$ чаще всего определяется из соотношений $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$. А именно, в работах Изотов и др. (2014), Фернандес и др. (2018), Сью и др. (2020), Куричин и др. (2021), Авер и др. (2021) для вычисления O/N применялись различные эмпирические соотношения $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$. Только в работах Валерди, Паймберт (2019), Валерди и др. (2021) для восьми НII регионов, где наблюдались все необходимые кислородные линии, $T_e(\text{OII})$ измерялось прямым методом. Отметим также, что в работах Паймберт и др. (2016) и Валерди, Паймберт (2019) для оценки физических условий и металличности НII регионов авторы проводят детальное моделирование каждого источника. Это позволяет наиболее точно определить характеристики межзвездной среды. Однако этот способ наиболее требователен к качеству исследуемого спектра, поэтому он малоприменим к анализу больших спектроскопических баз данных (в работе Паймберт и др. (2016) используется пять источников, а в работе Валерди, Паймберт (2019) — только один).

В этой работе мы показываем, что использование соотношений $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ приводит к систематическому сдвигу определяемой распространенности OII/N, что напрямую влияет на результаты регрессионного анализа для оценки Y_p . Для корректного определения OII/N необходимо использовать $T_e(\text{OII})$, определяемое прямым методом из отношения потоков в линиях [OII] $(\lambda 3726 + \lambda 3727)/(\lambda 7320 + \lambda 7330)$. Таким образом, в анализ для определения Y_p должны отбираться только те источники, в которых эти линии достоверно детектируемы. Мы рассматриваем это как новый важный критерий отбора источников.

Проблемы стандартного подхода

Детальное исследование вопроса определения OII/N показало, что величина OII/N, определяемая по линии $\lambda 3727$, рассогласуется с этой же величиной, определяемой по линиям $\lambda 7320, 7330$, причем это рассогласование нарастает по мере увеличения металличности (см. левые панели рис. 1). На рис. 1 представлены значения OII/N($\lambda 3727$) и OII/N($\lambda 7320, 7330$), оцененные для источников из баз данных HeBCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014) и объединенной базы данных источников из каталога SDSS из работ Сью и др. (2020) и Куричин и др. (2021). На левых панелях показаны результаты расчета OII/N по методам, описанным в предыдущем пункте, с использованием соотношений $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$. На правых панелях показаны результаты вычисления OII/N с использованием $T_e(\text{OII})$, определенной прямым методом. Для определения температуры прямым методом использовался пакет программ PyNeb (Луридиана и др., 2015), который вычисляет эту температуру на основе моделирования статистического равновесия электронных оболочек иона при известном отношении потоков запрещенных линий. Из диаграмм также следует, что наблюдаемое рассогласование связано с неверно определяемой температурой зоны низкой ионизации. Правые панели демонстрируют, что прямой метод оценки приводит к согласующимся оценкам металличности по разным линиям. Отметим, что использование для вычисления OII/N $T_e(\text{OII})$, посчитанной прямым способом, не полностью устраняет рассогласование в измерении OII/N($\lambda 3727$) и OII/N($\lambda 7320, 7330$) по методу из работы Изотов и др. (2006). Это связано с тем, что в данном методе для вычисления O/N используются формулы, полученные на старых атомных данных (см. Изотов и др., 2006, для подробностей). При этом в других методах для вычисления металличности источника применяется пакет программ PyNeb (Луридиана и др., 2015), в котором используются актуальные атомные данные, что приводит к очень хорошему согласованию оценок OII/N по разным линиям OII.

КОРРЕКТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ O/N

На рис. 2 представлена диаграмма $T_e(\text{OII}) - T_e(\text{OIII})$, построенная по источникам из каталогов HeBCD и SDSS, в которых обе температуры были вычислены прямым методом. В дополнение, каждая точка отмечена цветом, соответствующим измеренной концентрации электронов в этом объекте. Оценки температур и концентраций были

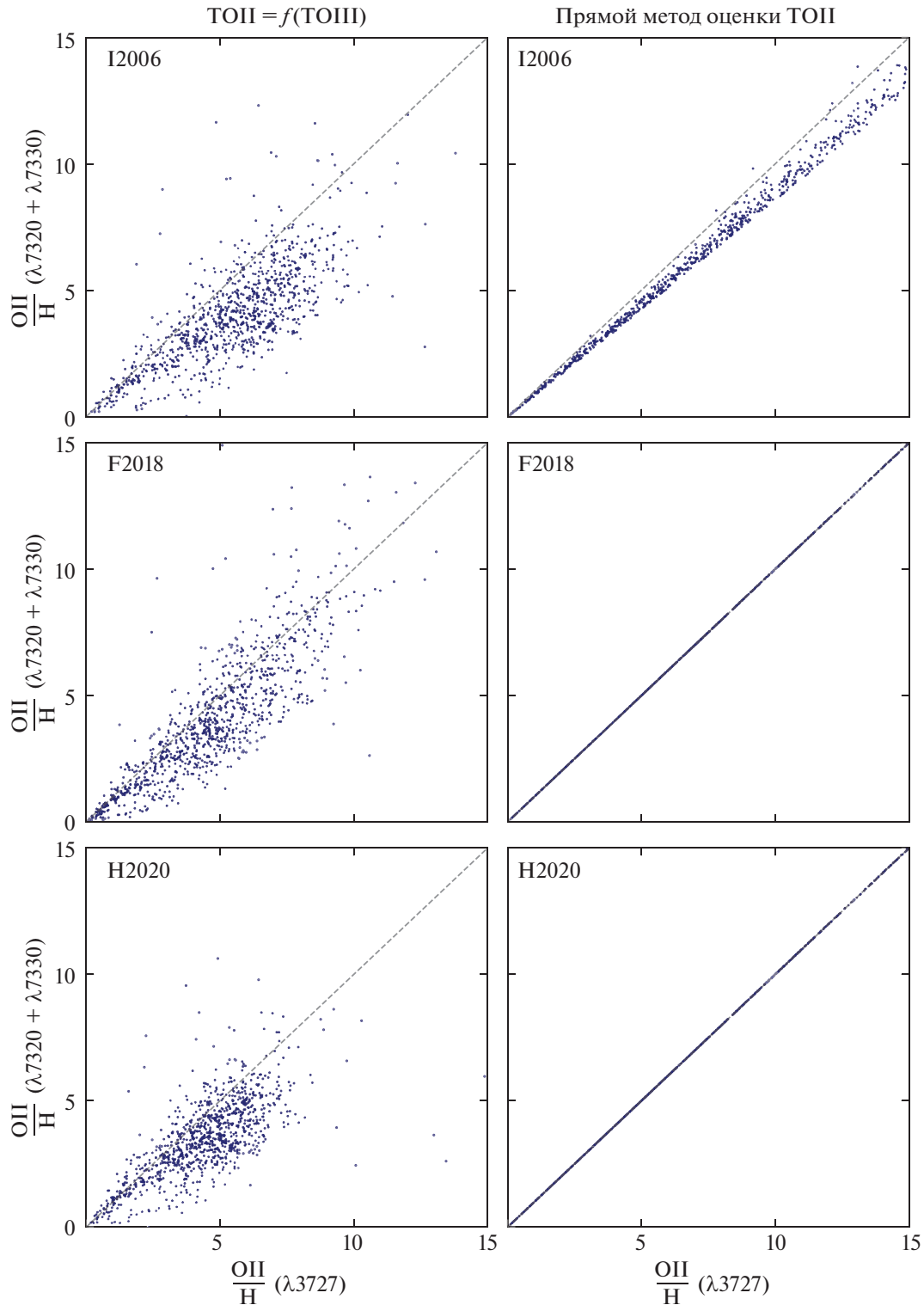


Рис. 1. Распределение оценок $\text{ОП}/\text{H}$ по линиям $[\text{ОП}]\lambda 3727$ и $\lambda 7320, 7330$ в источниках из баз данных HeBCD+NIR и SDSS с использованием различных методик из литературы. На верхних панелях представлены оценки, полученные методом из статьи Изотова и др. (2006), на центральных — оценки, полученные методом из статьи Сюю и др. (2020), на нижних — оценки, полученные методом из статьи Фернандеза и др. (2018). На рисунке видно существенное рассогласование в оценках $\text{ОП}/\text{H}$ при использовании соотношений $T_e(\text{ОП}) = f(T_e(\text{ОП}))$ (левые панели), которое устраняется при определении $T_e(\text{ОП})$ прямым методом (правые панели).

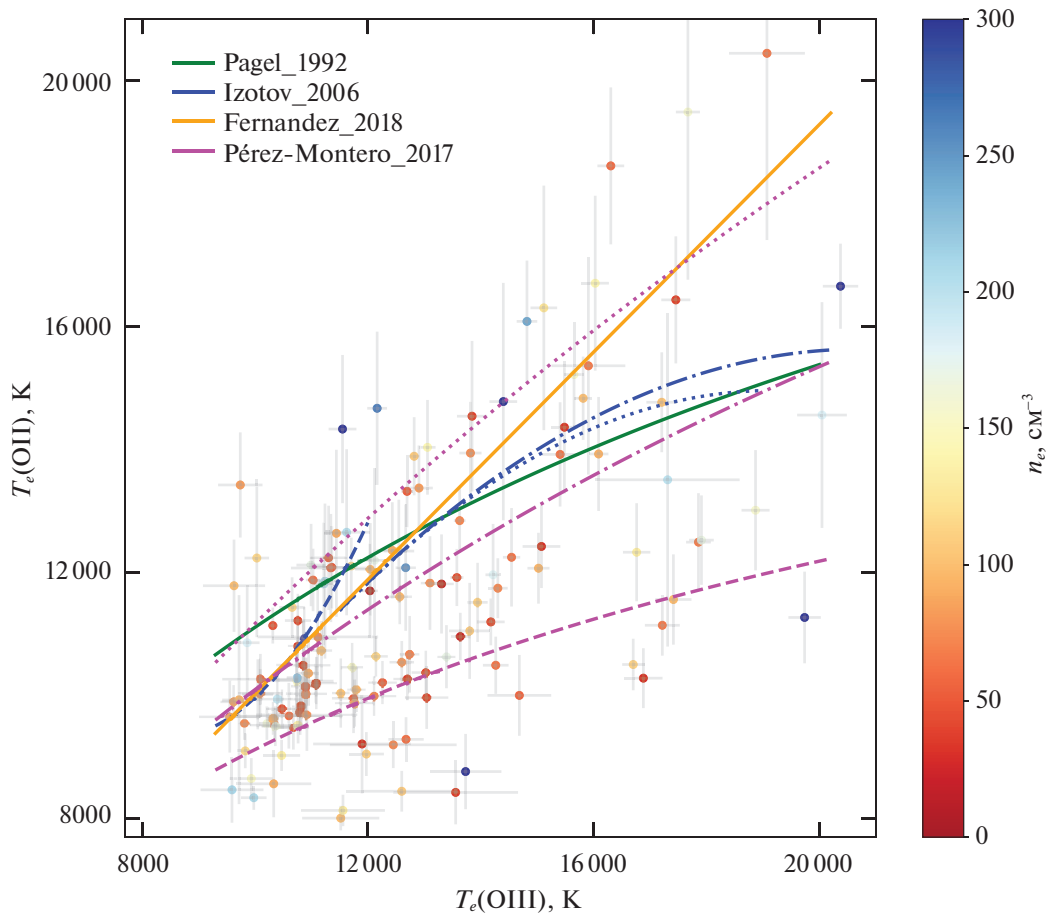


Рис. 2. Оценки температур $T_e(\text{OII})$, $T_e(\text{OIII})$ Н II областей из каталога SDSS и базы данных HeBCD. Цвета точек показывают измеренные n_e в этих объектах. Сплошными линиями представлены формулы связи $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ из работ Пейджела и др. (1992), Фернандеза и др. (2018). Штрихпунктирная, пунктирная и штриховая синие линии соответствуют соотношениям для низкометаллических, среднеметаллических и высокометаллических объектов из работы Изотова и др. (2006). Пунктирная, штрихпунктирная и штриховая пурпурные линии соответствуют соотношениям из работы Перес-Монтеро (2017) для $n_e = 30, 120, 300 \text{ см}^{-3}$.

получены с помощью пакета программ PyNeb (Лурдиана и др., 2015). Также на рисунке представлены различные формулы $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$, используемые в литературе. Из рис. 2 видно, что между $T_e(\text{OII})$ и $T_e(\text{OIII})$ есть определенная корреляция (с ростом температуры зоны высокой ионизации растет и температура зоны низкой ионизации), однако ни одно из используемых соотношений не может описать ее в полной мере. Аналогичные диаграммы $T_e(\text{OII})-T_e(\text{OIII})$ для разных наборов объектов ранее были представлены в работах Князева и др. (2004), Изотова и др. (2006), Хагеле и др. (2006, 2007), и в каждом случае наблюдается такой же сильный разброс точек. В качестве возможного решения проблемы в работе Перес-Монтеро (2017) были представлены формулы вида $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}), n_e)$. Однако, как следует из рис. 2, эти соотношения также не могут в полной мере решить эту проблему (точки с высокими n_e

лежат как выше, так и ниже этих кривых, аналогично и для низких n_e). Таким образом, для задачи определения распространенности первичного ^4He использование соотношений $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ нежелательно. Вместо этого лучше использовать прямой метод определения $T_e(\text{OII})$.

Отметим, что использование каких-либо соотношений между $T_e(\text{OIII})$ и $T_e(\text{OII})$ может приводить к недооценке ошибок в определяемой $T_e(\text{OII})$. Это происходит потому, что ошибка в $T_e(\text{OII})$ в этом случае полностью определяется ошибкой в $T_e(\text{OIII})$, которая зачастую значительно меньше. Если же оценивать $T_e(\text{OII})$ прямым методом по отношению линий [OII], то ошибка $T_e(\text{OII})$ будет определяться ошибками в потоках в линиях [OII], которые могут быть существенно больше, чем в линиях [OIII]. Так, например, оценка металличности в объекте Leo P O/H = $(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$ (Авер и др., 2021) в сравнении с нашей оценкой O/H =

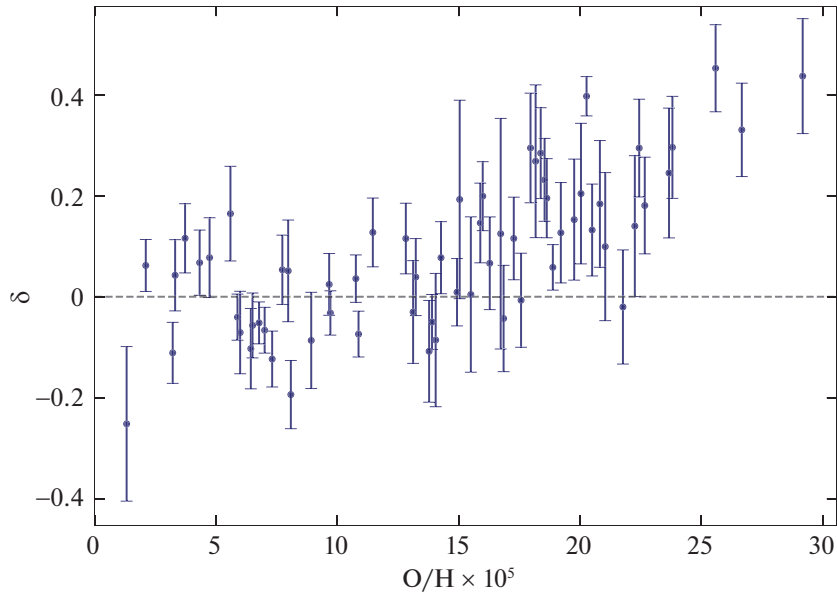


Рис. 3. Смещение оценок O/H для исследуемых объектов (табл. 2 и 3). Величина δ определяется следующим соотношением: $\delta = \frac{O/H - O/H_{old}}{O/H}$, где O/H обозначает величины, полученные с использованием $T_e(OII)$, вычисленного прямым методом, а O/H_{old} обозначает оценки с использованием соотношения $T_e(OII) = f(T_e(OIII))$ (для примера взято соотношение из работы Пэйджел и др., 1992, используемое в одной из последних работ по определению Y_p , Сью и др., 2020).

$= (1.98 \pm 0.99) \times 10^{-5}$ (полученной прямым методом) демонстрирует ошибку в 10 ниже, что является следствием недооценки ошибки в $T_e(OII)$. На рис. 3 представлены расчеты смещений в оценках O/H для объектов из табл. 2 и 3 двумя способами.

Исходя из сказанного выше, мы заключаем, что для получения корректной оценки металличности Y_p региона в контексте задачи определения Y_p необходимо вычислять обе температуры $T_e(OII)$ и $T_e(OIII)$ прямым способом, используя отношения потоков запрещенных линий $[OII] (\lambda 7320 + \lambda 7330) / (\lambda 3726 + \lambda 3729)$ и $[OIII] \lambda 4363 / (\lambda 4959 + \lambda 5007)$. Это приводит к дополнительному новому критерию отбора источников для анализа — в спектрах источников должны быть представлены достоверно детектируемые указанные линии кислорода. Для определения физических свойств межзвездной среды (температуры и концентрации электронов) и металличности предпочтительнее моделировать статистическое и ионизационное равновесие в межзвездной среде, а не использовать полуэмпирические формулы для T_e , n_e и O/H .

ФОРМИРОВАНИЕ ВЫБОРКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ Y_p

Для определения распространенности первичного ${}^4\text{He}$ с учетом всех описанных выше изменений были пересмотрены спектроскопические базы данных с объектами, представленными в работе Куричина и

др. (2021). База данных SDSS объектов включала в себя 588 объектов, из которых были отобраны только те, в чьих спектрах представлены все необходимые для анализа линии гелия, водорода и металлов. Поскольку спектрограф телескопа SDSS имеет полосу пропускания 3800–9200 Å (Агуадо и др., 2019), для анализа отбирались только объекты с красным смещением $0.020 \leq z \leq 0.255$, так как в спектрах таких объектов одновременно могут быть измерены линии $[OII] \lambda 3727$ и $\lambda 7320 + 7330$. Из 588 объектов только 161 объект удовлетворяет этому критерию. На следующем шаге из этих 161 объектов отбираются те, в спектрах которых необходимые для анализа линии достоверно детектируются и могут быть измерены (поток линии детектируется на уровне $\geq 3\sigma$). Прежде всего это касается слабых линий, таких как $\text{HeI} \lambda 4026$ и $\lambda 7065$, а также линий $[OIII] \lambda 4363$ и $[OII] \lambda 7320 + 7330$. Применение этого критерия оставляет для дальнейшего анализа 85 объектов.

Для определения физических условий и текущей распространенности ${}^4\text{He}$ (Y) в объекте используется фотоионизационная модель, описанная в статье Куричин и др. (2021). Металличность отобранных объектов определялась с помощью пакета PyNeb (Луридиана и др., 2015), при этом температуры обеих зон ионизации определялись прямым способом. Для регрессионного анализа на основе статистического критерия χ^2 мы отобрали те объекты, которые удовлетворительно описываются исполь-

Таблица 2. Объекты из базы данных SDSS (Куричин и др., 2021), отобранные для финального анализа

№	Объект	O/H $\times 10^5$	y	Y	χ^2
1	J0147+1356	7.31 \pm 0.30	0.0872 \pm 0.0061	0.2582 \pm 0.0133	0.70
2	J0729+3950	14.05 \pm 1.43	0.0924 \pm 0.0067	0.2690 \pm 0.0143	0.47
3	J0806+1949	16.85 \pm 1.35	0.0875 \pm 0.0034	0.2584 \pm 0.0075	0.90
4	J0817+5202	23.67 \pm 2.82	0.0870 \pm 0.0075	0.2569 \pm 0.0165	2.93
5	J0825+3607	15.89 \pm 1.28	0.0844 \pm 0.0051	0.2515 \pm 0.0113	2.84
6	J0840+4707	7.60 \pm 0.35	0.0862 \pm 0.0040	0.2560 \pm 0.0088	2.00
7	J0844+0226	17.27 \pm 1.40	0.0857 \pm 0.0035	0.2544 \pm 0.0077	2.72
8	J0845+5308	18.63 \pm 1.54	0.0860 \pm 0.0070	0.2549 \pm 0.0154	1.10
9	J0851+5841	6.26 \pm 0.35	0.0822 \pm 0.0060	0.2471 \pm 0.0135	3.32
10	J0907+5327	19.76 \pm 2.14	0.0815 \pm 0.0046	0.2448 \pm 0.0105	2.92
11	J0928+3808	13.12 \pm 1.05	0.0835 \pm 0.0044	0.2498 \pm 0.0098	1.19
12	J0950+0042	15.50 \pm 2.21	0.0836 \pm 0.0056	0.2499 \pm 0.0125	2.79
13	J1024+0525	7.73 \pm 0.52	0.0829 \pm 0.0036	0.2487 \pm 0.0080	2.19
14	J1033+0708	29.18 \pm 4.95	0.0906 \pm 0.0043	0.2644 \pm 0.0092	3.93
15	J1051+1538	16.93 \pm 0.69	0.0855 \pm 0.0059	0.2540 \pm 0.0130	3.13
16	J1053+1247	14.27 \pm 0.98	0.0888 \pm 0.0050	0.2614 \pm 0.0108	0.89
17	J1100+4301	15.99 \pm 1.19	0.0840 \pm 0.0062	0.2507 \pm 0.0138	3.49
18	J1105+4445	16.28 \pm 1.44	0.0844 \pm 0.0039	0.2516 \pm 0.0087	1.51
19	J1135+4400	17.57 \pm 1.20	0.0849 \pm 0.0080	0.2526 \pm 0.0178	3.11
20	J1140-0025	16.73 \pm 3.04	0.0833 \pm 0.0084	0.2491 \pm 0.0188	1.54
21	J1143+5330	22.67 \pm 2.03	0.0892 \pm 0.0073	0.2618 \pm 0.0158	2.97
22	J1143+6807	18.38 \pm 1.86	0.0844 \pm 0.0041	0.2515 \pm 0.0091	0.29
23	J1149+3502	26.67 \pm 2.83	0.0858 \pm 0.0046	0.2542 \pm 0.0101	3.02
24	J1200+1343	13.78 \pm 0.96	0.0894 \pm 0.0046	0.2627 \pm 0.0100	3.32
25	J1225+3725	6.43 \pm 0.40	0.0818 \pm 0.0054	0.2463 \pm 0.0122	3.83
26	J1227+5139	20.82 \pm 2.55	0.0881 \pm 0.0050	0.2594 \pm 0.0110	3.23
27	J1249+4743	13.23 \pm 0.88	0.0823 \pm 0.0062	0.2469 \pm 0.0141	0.14
28	J1250+0606	18.17 \pm 3.45	0.0856 \pm 0.0082	0.2542 \pm 0.0182	2.17
29	J1301+1240	20.04 \pm 2.63	0.0893 \pm 0.0050	0.2621 \pm 0.0109	1.24
30	J1322+0130	22.26 \pm 3.12	0.0869 \pm 0.0048	0.2568 \pm 0.0105	2.59
31	J1335+0414	21.04 \pm 2.38	0.0853 \pm 0.0058	0.2534 \pm 0.0128	2.86
32	J1347+6202	15.04 \pm 2.78	0.0818 \pm 0.0077	0.2458 \pm 0.0175	1.58
33	J1424+2257	5.59 \pm 0.59	0.0827 \pm 0.0063	0.2483 \pm 0.0142	2.78

Таблица 2. Окончание

№	Объект	O/H $\times 10^5$	y	Y	χ^2
34	J1426+6300	18.54 \pm 1.77	0.0839 \pm 0.0061	0.2504 \pm 0.0136	1.80
35	J1430+0643	21.77 \pm 2.03	0.0861 \pm 0.0047	0.2551 \pm 0.0103	2.16
36	J1448–0111	12.82 \pm 0.93	0.0889 \pm 0.0055	0.2617 \pm 0.0120	2.50
37	J1509+3732	6.48 \pm 0.30	0.0827 \pm 0.0031	0.2483 \pm 0.0070	3.66
38	J1510+3732	6.50 \pm 0.32	0.0845 \pm 0.0035	0.2522 \pm 0.0078	2.81
39	J1517–0008	25.59 \pm 3.65	0.0846 \pm 0.0072	0.2515 \pm 0.0160	0.19
40	J1538+5842	22.44 \pm 2.57	0.0848 \pm 0.0063	0.2522 \pm 0.0140	2.87
41	J1557+2321	20.50 \pm 1.88	0.0865 \pm 0.0034	0.2561 \pm 0.0075	2.95
42	J2115–0800	19.21 \pm 1.79	0.0889 \pm 0.0061	0.2614 \pm 0.0133	2.26
43	J2329–0110	17.96 \pm 2.45	0.0856 \pm 0.0097	0.2542 \pm 0.0215	3.51

зуемой фотоионизационной моделью ($\chi^2 \leq 4$, что соответствует уровню достоверности в 95% для одной степени свободы). Таким образом, для регрессионного анализа были отобраны 43 объекта (для сравнения, в предыдущей нашей работе без использования нового критерия в финальную выборку входило 100 объектов). Металличность, текущая относительная объемная концентрация ^4He ($y = n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$), текущая распространенность ^4He (Y) и χ^2 для этих объектов представлены в табл. 2.

В дополнение к выборке SDSS объектов мы использовали спектральную базу данных HeBCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014). Она содержит в себе оптические спектры 83 независимых III регионов (база данных HeBCD), а также измеренные потоки ИК-линий HeI $\lambda 10830$ и P γ (Изотов и др., 2014). Мы добавили в анализ экстремально низкометаллический объект Leo P, спектр которого представлен в статьях Скиллмана и др. (2013), Авера и др. (2021). Из этих объектов мы отобрали те, в которых имеются линии кислорода и гелия, необходимые для анализа. Получившаяся выборка состоит из спектров 48 объектов, в которых были определены физические условия, металличность и текущая распространенность ^4He . По критерию χ^2 из выборки для дальнейшего регрессионного анализа было отобрано 26 объектов, которые представлены в табл. 3. Отметим, что для тех источников из выборки, которые имеют измеренную ИК-линию HeI $\lambda 10830$, модель имеет две степени свободы, поэтому для таких объектов используется критерий $\chi^2 \leq 6$. Таким образом, финальная выборка состоит из 69 объектов (43 объекта из каталога SDSS,

25 объектов из базы данных HeBCD+NIR и объект Leo P).

РЕГРЕССИОННЫЙ АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Распространенности ^4He для 69 объектов из финальной выборки представлены на рис. 4 вместе с измеренными металличностями этих объектов (верхняя панель). Для них выполнен регрессионный анализ Y–O/H в соответствии со следующим соотношением:

$$Y = Y_p + \frac{dY}{d(\text{O/H})} \times \text{O/H}. \quad (1)$$

Для определения значений параметров регрессии, а также их ошибок использовался метод Монте-Карло по схеме Марковских цепей (MCMC). Были получены следующие оценки на Y_p и наклон:

$$Y_p = 0.2471 \pm 0.0020 \quad (2)$$

$$\text{и } \frac{dY}{d(\text{O/H})} = 49 \pm 14.$$

В недавней работе Сюю и др. (2020) для регрессионного анализа авторы предложили использовать не массовую распространенность гелия Y, а отношение объемных концентраций гелия к водороду y , которые связаны следующим соотношением:

$$Y = \frac{4y(1-Z)}{1+4y}, \quad (3)$$

Таблица 3. Объекты из базы данных HeBCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014), отобранные для финального анализа

№	Объект	$O/H \times 10^5$	y	Y	χ^2
1	HS 0122+0743	4.32 ± 0.28	0.0874 ± 0.0044	0.2589 ± 0.0097	0.69
2	HS 0811+4913	9.66 ± 0.56	0.0809 ± 0.0036	0.2441 ± 0.0081	1.79
3	HS 1213+3636A	23.81 ± 2.97	0.0899 ± 0.0032	0.2632 ± 0.0068	3.38
4	HS 1214+3801	10.76 ± 0.48	0.0907 ± 0.0040	0.2656 ± 0.0086	2.31
5	HS 2359+1659	14.93 ± 0.85	0.0838 ± 0.0055	0.2502 ± 0.0123	2.35
6	I Zw 18 SE ¹	1.31 ± 0.14	0.0779 ± 0.0032	0.2375 ± 0.0074	0.36
7	Leo P ¹	1.98 ± 0.77	0.0827 ± 0.0043	0.2484 ± 0.0097	1.61
8	Mrk 59 ¹	9.71 ± 0.37	0.0857 ± 0.0031	0.2547 ± 0.0069	0.80
9	Mrk 71 ¹	6.77 ± 0.22	0.0862 ± 0.0028	0.2560 ± 0.0061	1.68
10	Mrk 209 ¹	5.88 ± 0.22	0.0820 ± 0.0019	0.2467 ± 0.0044	0.23
11	Mrk 450 ¹	13.90 ± 0.64	0.0860 ± 0.0032	0.2553 ± 0.0070	3.01
12	Mrk 1315 ¹	18.88 ± 0.77	0.0876 ± 0.0016	0.2586 ± 0.0034	1.13
13	Mrk 1329 ¹	20.27 ± 1.23	0.0892 ± 0.0035	0.2620 ± 0.0076	3.78
14	SBS 0335–052 E ¹	2.10 ± 0.10	0.0848 ± 0.0027	0.2532 ± 0.0061	1.03
15	SBS 0917+527	7.97 ± 0.76	0.0817 ± 0.0033	0.2459 ± 0.0075	0.51
16	SBS 0940+544 2 ¹	3.31 ± 0.23	0.0850 ± 0.0031	0.2535 ± 0.0068	0.37
17	SBS 0946+558	11.46 ± 0.83	0.0834 ± 0.0030	0.2495 ± 0.0067	1.61
18	SBS 1030+583 ¹	5.99 ± 0.41	0.0813 ± 0.0025	0.2450 ± 0.0056	1.29
19	SBS 1054+365	8.92 ± 0.66	0.0878 ± 0.0034	0.2594 ± 0.0075	0.69
20	SBS 1135+581 ¹	10.87 ± 0.40	0.0851 ± 0.0011	0.2534 ± 0.0024	4.70
21	SBS 1152+579 ¹	7.00 ± 0.25	0.0824 ± 0.0046	0.2476 ± 0.0103	1.49
22	SBS 1211+540	4.73 ± 0.39	0.0804 ± 0.0027	0.2431 ± 0.0061	3.97
23	SBS 1222+614 ¹	8.08 ± 0.36	0.0849 ± 0.0027	0.2531 ± 0.0059	3.27
24	Tol 1214–277 ¹	3.72 ± 0.27	0.0836 ± 0.0023	0.2504 ± 0.0052	2.48
25	Tol 65 ¹	3.21 ± 0.15	0.0811 ± 0.0029	0.2448 ± 0.0065	0.60
26	UM 311 ¹	18.13 ± 2.53	0.0847 ± 0.0018	0.2522 ± 0.0041	0.29

¹ Для этого объекта есть измеренная ИК-линия $\lambda 10830$ в статье Изотова и др. (2014).² Спектр для этого объекта представлен в статье Авер и др. (2021).

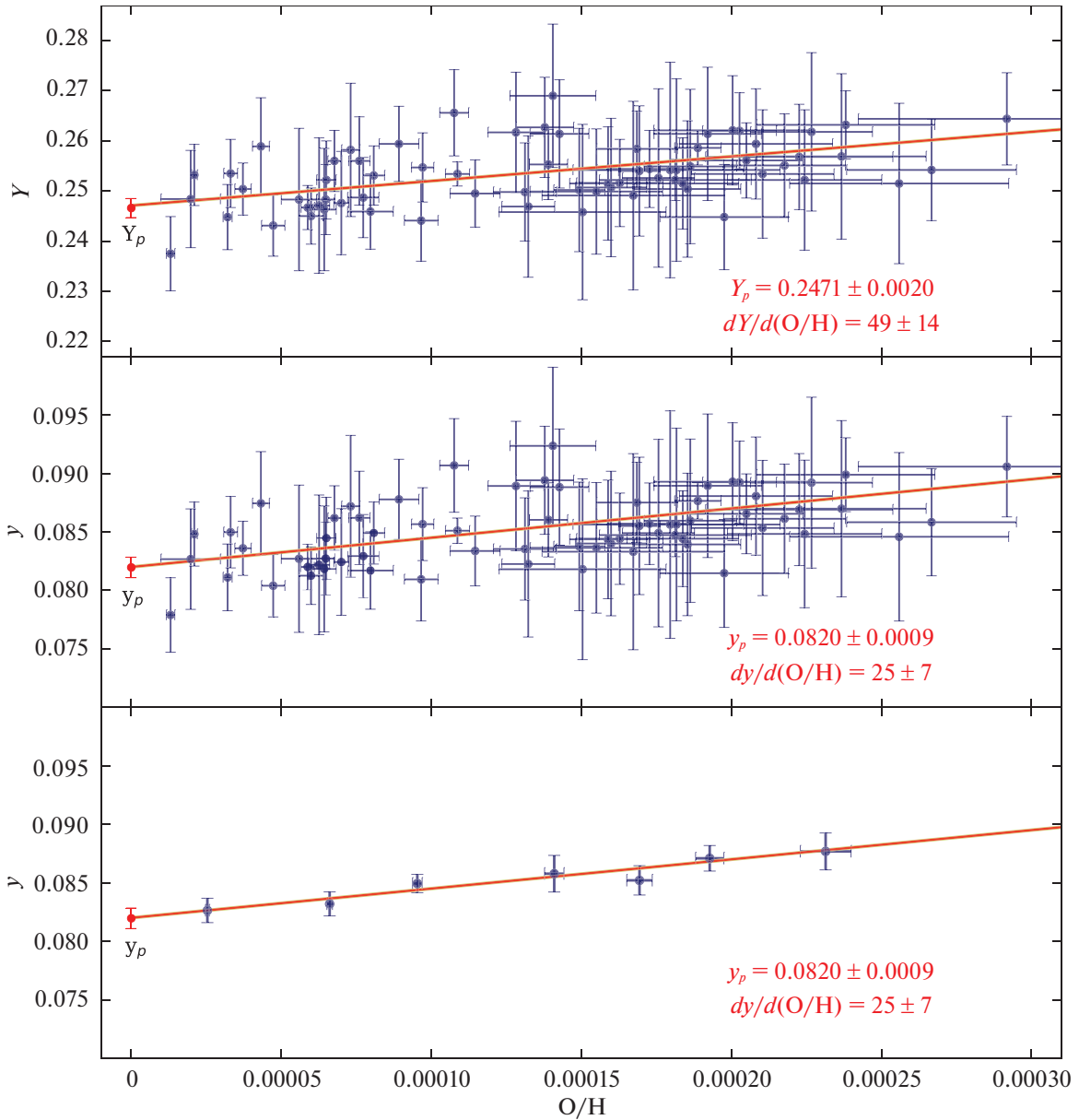


Рис. 4. Диаграмма Y – O/H (верхняя панель) и y – O/H (центральная панель) для источников из табл. 2 и 3. Красным цветом обозначены регрессионные прямые и оценки на значение Y_p и y_p . На нижней панели представлена та же регрессионная прямая, что и на центральной панели, но вся выборка разбита на одинаковые по размеру бины, в каждом из которых сосчитана средневзвешенная точка для лучшей визуализации.

где Z — полная металличность объекта. Связь O/H с Z задается формулой $Z = C \times O/H$. В работах, посвященных определению Y_p , обычно для всех объектов берут $C = 20$ (Пэйджел и др., 1992). Коэффициент C определяется ходом химической эволюции каждой конкретной галактики, и поэтому, в действительности, для каждого источника он должен быть свой. Использование отношения объемных концентраций гелия к водороду y вместо массовой доли Y позволяет устранить описанную зависимость от неопределенного Z . Тогда в регрессионном анализе для соотношения y – O/H

вместо величины Y_p будет определяться величина y_p , которая не имеет модельной зависимости от Z и связана с Y_p следующим соотношением:

$$Y_p = \frac{4y_p}{1 + 4y_p}. \quad (4)$$

На центральной панели рис. 4 представлено распределение y – O/H для объектов SDSS и HeBCD. Проводя регрессионный анализ выборки MCMC процедурой, были получены следующие

результаты:

$$y_p = 0.0820 \pm 0.0009 \quad \text{и} \quad \frac{dy}{d(O/H)} = 25 \pm 7. \quad (5)$$

Произведя пересчет y_p в Y_p по формуле (4), мы получили оценку на Y_p :

$$Y_p = 0.2470 \pm 0.0020. \quad (6)$$

Результаты хорошо согласуются с нашей предыдущей оценкой $Y_p = 0.2462 \pm 0.0022$. Несмотря на то что использованная для оценки Y_p выборка данных в этой статье меньше, чем использованная в статье Куричин и др. (2021) (120 объектов в работе Куричин и др., 2021, против 69 в настоящей работе), корректное вычисление O/H для объектов из выборки позволило уменьшить внутренний разброс в выборке, и определить регрессионные параметры с более высокой точностью. Полученная оценка также хорошо согласуется с оценками Y_p , полученными в исследованиях других научных групп (см. табл. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ методов определения металличности III регионов, которые использовались в различных работах, посвященных определению распространенности первичного ${}^4\text{He}$.

- Показано, что использование различных линий одного и того же иона кислорода OII для определения распространенности этого ионизационного состояния дает несогласующиеся результаты для всех исследованных способов. Причина этого рассогласования — неверное определение температуры зоны низкой ионизации в III регионе $T_e(\text{OII})$, которая во всех работах определялась косвенно через температуру зоны высокой ионизации $T_e(\text{OIII})$.
- Показано, что использование эмпирических соотношений $T_e(\text{OII}) = f(T_e(\text{OIII}))$ смещает оценку металличности объекта и приводит к неправильной (заниженной) ошибке ее определения.
- Для получения корректной оценки OII/H необходимо определять $T_e(\text{OII})$ прямым методом (аналогично тому, по которому определяется $T_e(\text{OIII})$) из отношения линий [OII]($\lambda 3726 + \lambda 3729$)/($\lambda 7320 + \lambda 7330$). Из этого требования следует новый дополнительный критерий отбора источников для оценки Y_p — в спектрах исследуемых объектов должны быть достоверно детектируемые обозначенные линии [OII].

С использованием нового критерия отбора вместе с критериями, описанными в нашей предыдущей работе (Куричин и др., 2021), к базе данных источников SDSS (Куричин и др., 2021) и базе данных HeBCD+NIR (Изотов и др., 2007, 2014) было отобрано 69 объектов для оценки Y_p . Выполнив регрессионный анализ финальной выборки, мы получили оценку $Y_p = 0.2470 \pm 0.0020$, которая хорошо согласуется с нашей предыдущей оценкой $Y_p = 0.2462 \pm 0.0022$ (Куричин и др., 2021), а также с другими независимыми оценками (см. табл. 1). При этом важно отметить, что полученная точность оценки Y_p в этой работе выше аналогичной величины из работы Куричин и др. (2021), хотя для проведения регрессионного анализа использовалось почти в два раза меньшее количество источников. Это является следствием применения модифицированного способа определения металличности, который уменьшил внутренний разброс данных в исследуемой выборке, позволив более корректно определить Y_p и наклон $dY/d(O/H)$.

Представленная оценка также согласуется с оценкой, полученной из анализа анизотропии реликтового излучения с применением двух различных численных кодов первичного нуклеосинтеза: $Y_p = 0.2470 \pm 0.0002$ (Коллаборация Планк, 2020). Последнее важно для построения самосогласованной Стандартной космологической модели, поскольку полученные оценки относятся к разным космологическим эпохам (возможное рассогласование могло бы указывать на новую физику).

Дальнейший анализ данных из открытого каталога SDSS предложенным способом приведет к существенному улучшению оценки Y_p и потенциально позволит достичь точности в определении η , сравнимой с точностью ее определения по первичному дейтерию D/H.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00301.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **07**, 011 (2015).
2. Авер и др. (E. Aver, D.A. Berg, K.A. Olive, R.W. Pogge, J.J. Salzer, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **03**, 027 (2021).
3. Агуадо и др. (D.S. Aguado, R. Ahumada, A. Almeida, S.F. Anderson, B.H. Andrews, B. Anguiano, E. Aquino Ortíz, A. Aragón-Salamanca, et al.), *Astrophys. J. Suppl.* **240**, 23 (2019).
4. Балашев и др. (S.A. Balashev, E.O. Zavarygin, A.V. Ivanchik, K.N. Telikova, and D.A. Varshalovich), *MNRAS* **458**, 2188 (2016).
5. Валерди, Паймберт (M. Valerdi and A. Peimbert), eprint arXiv:1905.05102 (2019).

6. Валерди и др. (M. Valerdi, A. Peimbert, and M. Peimbert), *MNRAS* **505**, 3624 (2021).
7. Заварыгин и др. (E.O. Zavarygin, J.K. Webb, V. Dumont, and S. Riemer-Sørensen), *MNRAS* **477**, 5536 (2018).
8. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and V.A. Lipovetsky), *Astrophys. J.* **435**, 647 (1994).
9. Изотов и др. (Y.I. Izotov, G. Stasińska, G. Meynet, N.G. Guseva, and T.X. Thuan), *Astron. Astrophys.* **448**, 955 (2006).
10. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and G. Stasińska), *Astrophys. J.* **662**, 15 (2007).
11. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and N.G. Guseva), *MNRAS* **445**, 778 (2014).
12. Коллаборация Планк (Planck Collaboration et al.), *Astron. Astrophys.* **641**, A6 (2020).
13. Кук и др. (R.J. Cooke, M. Pettini, and C.C. Steidel), *Astrophys. J.* **855**, 102 (2018).
14. Кук, Фумагали (R.J. Cooke and M. Fumagalli), *Nature Astron.* **2**, 957 (2018).
15. Куричин и др. (O.A. Kurichin, P.A. Kislitsyn, V.V. Klimenko, S.A. Balashev, and A.V. Ivanchik), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **502**, 3045 (2021).
16. Луридиана и др. (V. Luridiana, C. Morisset, and R.A. Shaw), *Astron. Astrophys.* **573**, A42 (2015).
17. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, S. López, V. Dumont, C. Ledoux, P. Molaro, and P. Petitjean), *Astron. Astrophys.* **542**, L33 (2012).
18. Пилюгин и др. (L.S. Pilyugin, J.M. Vilchez, B. Cedres, and T.X. Thuan), *MNRAS* **403**, 896 (2010).
19. Пэйджел и др. (B.E.J. Pagel, E.A. Simonson, R.J. Terlevich, and M.G. Edmunds), *MNRAS* **255**, 325 (1992).
20. Перес-Монтеро (E. Pérez-Montero), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **129**, 974 (2017).
21. Перес-Монтеро, Диас (E. Pérez-Montero and A.I. Díaz), *MNRAS* **346**, 105 (2003).
22. Паймберт и др. (A. Peimbert, M. Peimbert, and V. Luridiana), *Rev. Mexicana de Astronomía y Astrofísica* **52**, 419 (2016).
23. Реме-Соренсен и др. (S. Riemer-Sørensen, S. Kotuš, J.K. Webb, K. Ali, V. Dumont, M.T. Murphy, and R.F. Carswell), *MNRAS* **468**, 3239 (2017).
24. Скиллман и др. (E.D. Skillman, J.J. Salzer, D.A. Berg, R.W. Pogge, N.C. Haurberg, J.M. Cannon, E. Aver, K.A. Olive, et al.), *Astron. J.* **146**, 3 (2013).
25. Сю и др. (T. Hsu, R.J. Cooke, J.X. Prochaska, and M. Bolte), *Astrophys. J.* **896**, 77 (2020).
26. Фернандез и др. (V. Fernández, E. Terlevich, A.I. Díaz, R. Terlevich, and F.F. Rosales-Ortega), *MNRAS* **478**, 5301 (2018).
27. Фернандез и др. (V. Fernández, E. Terlevich, A.I. Díaz, and R. Terlevich), *MNRAS* **487**, 3221 (2019).
28. Хегеле и др. (G.F. Hägele, E. Pérez-Montero, A.I. Díaz, E. Terlevich, and R. Terlevich), *MNRAS* **372**, 293 (2006).
29. Хегеле и др. (G.F. Hägele, A.I. Díaz, E. Terlevich, et al.), *MNRAS* **383**, 209 (2007).
30. Цивилев А.П., Краснов В.В., Логвиненко С.В., Письма в Астрон. журн. **45**, 24 (2019) [А.П. Tsivilev, V.V. Krasnov, S.V. Logvinenko, *Astron. Lett.* **45**, 20 (2019)].