

ЭМИССИОННЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК СО СВЕРХМАССИВНЫМИ ЧЕРНЫМИ ДЫРАМИ ПРИ $z > 6$

Е.О.ВАСИЛЬЕВ^{1,2}, Ю.А.ЩЕКИНОВ¹, Б.Б.НАТХ³,

Поступила 4 мая 2022

Массы сверхмассивных черных дыр и содержащих их ("родительских") галактик связаны соотношением, которое можно приближенно записать в виде $M_{BH} \sim 0.002 M_*$. Это указывает на их тесное взаимодействие в процессе совместной эволюции. Однако, большой разброс наблюдаемых масс вокруг этой пропорциональности, и особенно, обнаруженное в последние годы, на порядок большее значение этого отношения масс в ранней Вселенной ($z > 6$), указывает на то, что характер их взаимодействия может претерпевать значительные вариации в ходе эволюции. Это обстоятельство требует уверенного наблюдательного определения соотношений между массами черных дыр, звездных населений и межзвездного газа в галактиках на больших красных смещениях в тех случаях, когда они не могут быть определены прямыми наблюдениями. В работе предлагается простое описание, иллюстрирующее такую возможность. Рассматриваются особенности спектров галактик, содержащих растущие черные дыры и формирующееся звездное население. На совокупности моделей с вариацией масс черной дыры, звездного населения и межзвездного газа продемонстрирована возможность находить соотношения между их массами, используя многоволновые спектры: дальний инфракрасный, субмиллиметровый и рентгеновский.

Ключевые слова: *галактики: сверхмассивные черные дыры: межзвездная среда: межзвездная пыль: экстинкция*

1. Введение. В последнее время становится понятным, что практически все галактики в локальной Вселенной ($z < 1$) содержат в своих центрах сверхмассивные черные дыры (СМЧД). Более того, их массы M_{BH} коррелируют с массами звездных населений родительских галактик M_* , что указывает на их тесное взаимодействие на протяжении всей эволюции [1-5]. Эта корреляция часто выражается в виде: $M_{BH}/M_* \sim 0.002$ (см. рис.10 в [6]. Вместе с тем, большой разброс значений (около порядка величины, см. рис.9b в [5]) приводит к выводу о том, что несмотря на существование тесной связи между M_{BH} и M_* , ее, по-видимому, нельзя представить в виде простой пропорциональности [5]. Анализ дисперсий скоростей звезд σ в центрах галактик, содержащих СМЧД, привел к выводу, что связь между M_{BH} и σ оказывается более тесной, чем между массами СМЧД и звезд галактики [4,7,8]. Это может указывать на то, что рост черной дыры (ЧД) в центральных частях галактик определяется скорее гравитационным взаимодействием, нежели влиянием ионизирующего излучения звезд на процесс аккреции газа на ЧД и,

наоборот - излучения ЧД на сжатие межзвездных облаков и рождение звезд. Однако, учитывая наблюдательные неопределенности, "распутывание" взаимосвязей в процессе совместной эволюции галактик и их центральных СМЧД представляет собой непростую задачу.

Проблема корреляции $M_{BH} - M_*$ становится более острой, если принять во внимание данные для галактик на больших красных смещениях $z \geq 6$. Наблюдения в линии [CII] $158 \mu m$ в ряде квазаров с $z \geq 6$ привели к выводу о том, что отношение M_{BH}/M_* в эти эпохи эволюции Вселенной более чем на порядок величины превышает значение для локальной Вселенной [9,10]. В то время, как в локальной Вселенной $\langle M_{BH}/M_* \rangle \geq 0.002$ (см. левую панель рис.10 в [6]), в эпохи с $z \geq 6$ эта величина, измеренная по сильным ($S/N \geq 10$) линиям [CII], составляет $\langle M_{BH}/M_{dyn} \rangle \geq 0.02$ (см. рис.12 в статье [10]).

Нельзя исключить того, что это обстоятельство в какой-то мере может быть обусловлено наблюдательной селекцией, связанной с тем, что в обзоры объектов на больших красных смещениях попадают преимущественно галактики с наиболее яркими и массивными ЧД. Такая возможность обсуждалась в ряде работ [9,11-13]. Однако, видимо, физические причины, связанные с взаимовлиянием формирующихся СМЧД и звездных населений в ходе эволюции галактик, также могут существенно изменять соотношение $M_{BH} - M_*$. В этом случае возможность наблюдательной диагностики различных этапов совместной эволюции галактики и ее центральной сверхмассивной дыры представляется чрезвычайно важной.

Один из предложенных сценариев предполагает зародыш СМЧД со "звездной" массой $\sim 100 M_\odot$ - остаток массивной звезды поколения III (PopIII) [14-18]. В другом сценарии более массивный зародыш с массой $M \sim 10^5 M_\odot$ возникает предположительно в результате прямого коллапса [19-22]. В обоих случаях звездное население остается, по-видимому, слабо развитым в том смысле, что основным источником ионизирующего и нагревающего излучения для межзвездного газа оказывается растущая СМЧД [23]. Линейчатый спектр таких галактик с растущими массивными черными дырами в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне чувствителен к источникам ионизирующего излучения, что допускает принципиальную возможность их идентификации и изучения с помощью JWST (James Webb Space Telescope - телескоп им. Дж. Вэба).

В настоящей работе мы обсуждаем возможность выявления соотношений между звездным населением галактики, ее центральной СМЧД и галактического межзвездного газа по их суммарному спектру. С этой целью мы исследуем зависимость спектральных особенностей в рентгеновской, оптической и инфракрасной частях спектра от масс этих объектов. Чтобы ограничить число свободных параметров задачи, мы избегаем обсуждения эволюционных

сценариев, ограничиваясь только рассмотрением зависимости спектральных распределений энергии от вкладов звездного населения и центральной СМЧД. Мы рассматриваем набор моделей с вариацией масс СМЧД, звездного населения и окружающего их газа, *не связывая их эволюционными соотношениями*. Основываясь на этом, мы исследуем далее, как такие вариации влияют на детали их комбинированного спектра, что дает возможность выявить отдельные вклады от каждого из источников при различных соотношениях их масс и светимостей.

Подобные исследования предпринимались ранее для определения возможности детектирования слабой эмиссии от растущих черных дыр и их предшественников на больших красных смещениях ($z > 10$), вместе с проверкой возможности разделения эволюционных проявлений соотношений между характеристиками СМЧД и содержащих их галактик [25-27]. Их рассмотрение было направлено в первую очередь на анализ спектральных деталей в ближней инфракрасной области и наклона континуума в ультрафиолете. В отличие от этого, основной предмет нашей работы - анализ дальней ИК и субмиллиметровой (субмм) областей спектра совместно с рентгеновским континуумом, может рассматриваться как дополнение к подходу, обсуждаемому в работах [25-27].

Структура статьи включает в себя раздел 2 с описанием физической и численной модели, раздел 3 с описанием результатов моделирования, раздел 4 с обсуждением теоретических аспектов наблюдательной диагностики, в

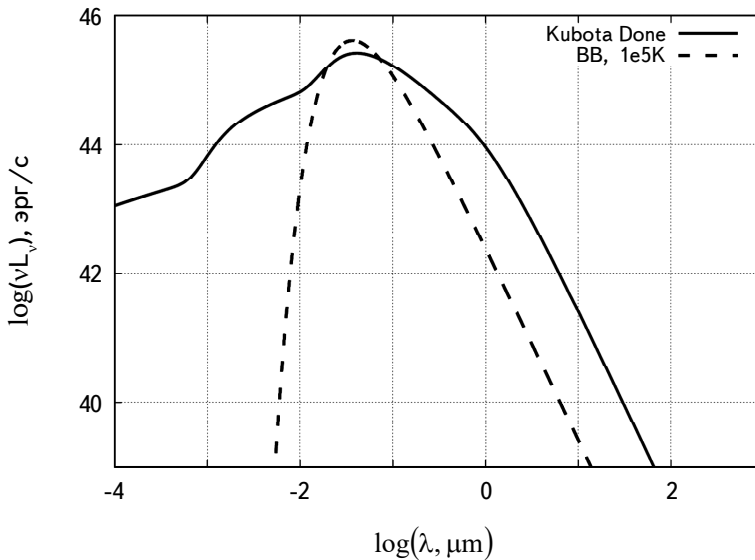


Рис.1. Спектральное распределение энергии СМЧД для $M_{bh} = 10^8 M_{\odot}$ в модели [24] сплошная линия, для сравнения приведен чернотельный спектр с $T = 10^5$ К штриховая линия.

разделе 5 сформулированы выводы работы.

2. Описание модели.

2.1. Спектр сверхмассивной черной дыры. Из [26] и [24] мы предполагаем, что излучение черной дыры формируется в "пухлом" (slim) диске [29] со спектром Новикова-Торна [30] с добавлением рентгеновской эмиссии от комптонизации на горячих электронах в области энергий $E > 1$ кэВ (более детальное обсуждение см. в [24]). Такой выбор мотивирован тем, что "пухлые" диски радиационно неэффективны и аккреционные потоки устойчивы по отношению к неустойчивости Релея-Тейлора даже для сверх-эддингтоновской аккреции (см. обсуждение в [29,31,32]). Пример такого спектра показан на рис.1. Для сравнения мы приводим также чернотельный спектр для иллюстрации того, что в длинноволновой части (дальний ИК и субмм диапазоны) спектр СМЧД может быть приближенно представлен в виде теплового с температурой $T_{eff} \propto M_{BH}^{1.5}$, где M_{BH} - масса черной дыры [24].

2.2. Звездное население. Для спектра родительской галактики мы использовали модель звездного населения одинакового возраста - в общепринятой аббревиатуре SSP (single stellar population), основанный на звездных треках Padova 2000 [33] с начальной функцией масс (IMF) Солпитера [28]. Нами рассматривались варианты с низкой $[Z/H] = -2$, -1 и солнечной

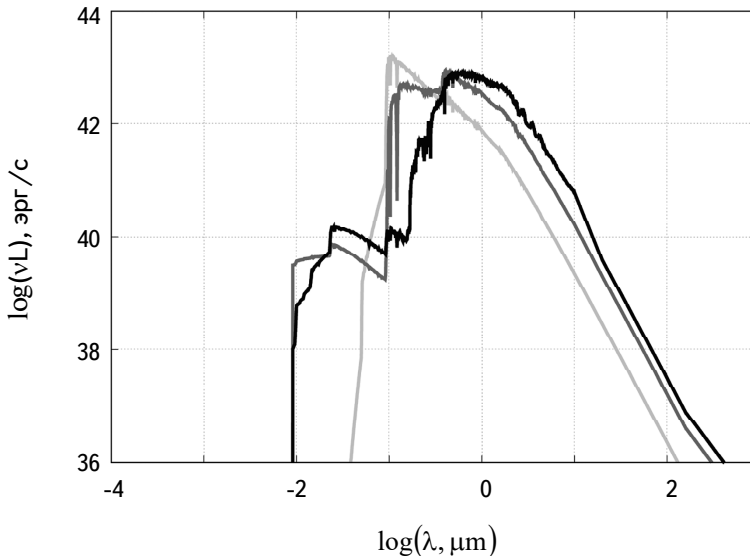


Рис.2. Спектральное распределение энергии для звездного населения возраста 30 млн лет и металличностью $[Z/H] = -2$ (светло-серая линия), 200 млн лет и $[Z/H] = -1$ (серая линия), 1 млрд лет и солнечной металличностью $[Z/H] = 0$ (темно-серая линия) [28]. Болометрическая светимость равна $L = 3 \cdot 10^9 L_{\odot}$.

$[Z/H]=0$ металличностью, и двумя значениями болометрической светимости SSP $L=3\cdot 10^9 L_\odot$ и $3\cdot 10^{10} L_\odot$, равными эддингтоновским светимостям СМЧД с массами $M_{BH}=10^5 M_\odot$ и $10^6 M_\odot$, соответственно. Звездные массы таких населений можно грубо оценить величинами $M_*\sim 10^{10}$ и $M_*\sim 10^{11} M_\odot$, предполагая их подобными звездным населением в локальной Вселенной (см., например, [34]).

На рис.2 показаны три модели спектров звездного населения из библиотеки [28]: молодое население с возрастом 30 млн лет с $[Z/H]=-2$, население среднего возраста (200 млн лет) с $[Z/H]=-1$ и сравнительно старое население в 1 млрд лет с солнечной металличностью. Увеличение металличности молодых населений приводит к росту светимости в ИК и субмм областях спектра. В спектрах населений возрастом 200 млн лет и старше ультрафиолетовая (УФ) часть спектра ослабевает по мере того, как массивные звезды покидают главную последовательность и эволюционируют в область красных гигантов, увеличивая ИК часть. С другой стороны, звезды малых и промежуточных масс на стадиях $\geq 120-150$ млн лет эволюционируют в планетарные туманности и белые карлики и поддерживают эмиссию в дальнем УФ диапазоне на протяжении в несколько млрд лет.

Мы будем рассматривать характеристики суммарного спектра, включающего спектры звезд и СМЧД после прохождения через межзвездную среду и собственно эмиссию межзвездного газа, ионизованного и нагретого излучением звезд и СМЧД. Нашей целью является определение характеристик результирующего спектра в зависимости от масс звездного населения, СМЧД и межзвездного газа, что позволило бы выявить соотношения между ними.

2.3. Межзвездный газ. В расчетах мы будем принимать в качестве "стандартной" массы газа значение $M_g=10^{10} M_\odot$. Для того, чтобы иллюстрировать зависимость от массы, рассмотрим также $M_g=10^9 M_\odot$ и определим простые масштабные соотношения. Такие значения масс не кажутся нереалистичными для ранних галактик, поскольку наблюдения галактик с лаймановским скачком (LBG - Lyman Break Galaxies) показывают, что доля массы в газовой фазе может быть сравнима с полной массовой долей барионов (см., например, обсуждение в [35-37]). Ly- α "эмиттеры" (LAE) на больших красных смещениях также демонстрируют большие массы газа, которые проявляют себя высокой светимостью в линии Ly- α [38,39].

2.4. Условия для CLOUDY. Ионизационное равновесие химических элементов и характеристики спектральных линий ионов вычисляются с помощью пакета CLOUDY [40]. В модели газовый слой подвергается действию ионизирующего излучения СМЧД и звездного населения. Мы предполагаем сферическую геометрию с фиксированным внутренним радиусом слоя 100 пк,

а внешний радиус определяется полной массой газа M_g . Плотность и металличность полагаются однородно распределенными по объему слоя; вычисления проведены для 3-х значений металличности: $[Z/H] = -2$; -1 и 0 , в соответствии с моделями звездных населений, представленных на рис.2; в качестве стандартного принимается значение плотности $n = 1 \text{ см}^{-3}$. В расчетах с отличной плотностью масса газа предполагается фиксированной, т.е. сравнение моделей с разной плотностью подразумевает неявно радиусы их оболочек разными, как это следует из сохранения массы: $R_{out} \propto n^{-1/3}$. Во всех случаях предполагается тепловое равновесие.

3. Результаты. В моделях с низкой металличностью ($[Z/H] \leq -2$) рассмотрим для иллюстрации широкую область масс черных дыр $10^3 \leq M_{BH} \leq 10^8 M_\odot$. Хотя их вклад в нагрев и ионизацию галактического газа при малых массах черных дыр $10^3 \leq M_{BH} \leq 10^5 M_\odot$ незначителен, они могут показывать эмиссионные характеристики галактик с массивными черными дырами в начале их совместной эволюции.

Несмотря на то, что с увеличением металличности растут эффекты непрозрачности, в моделях с массами черных дыр в интервале $10^5 \leq M_{BH} \leq 10^8 M_\odot$ они оказываются слабыми: благодаря высокому потоку рентгеновского и УФ излучения, сильно ионизирующего тяжелые элементы (такие как углерод,

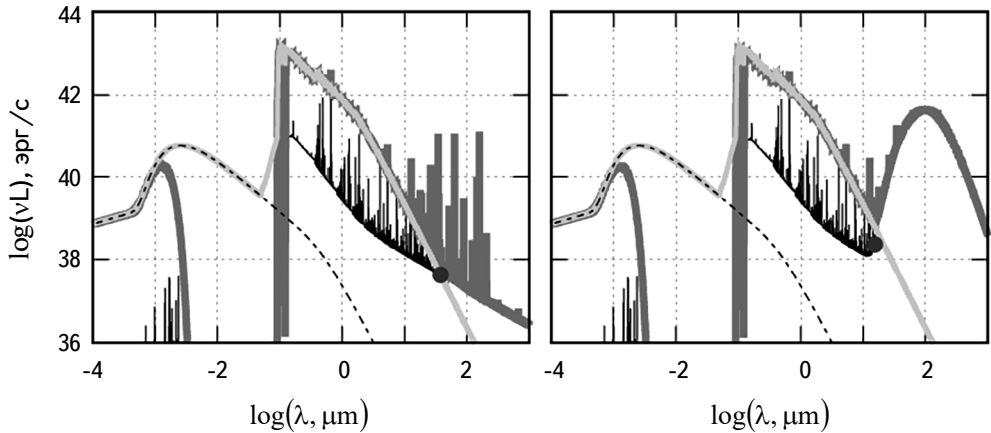


Рис.3. Пример эмиссионных спектров диффузного межзвездного газа, ионизованного полем излучения звездного населения с фиксированной болометрической светимостью $L = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и СМЧД с массой $M_{BH} = 10^3 M_\odot$ как показано на панелях: в газе без пыли слева, с пылью справа. Возраст звездного населения составляет 30 млн лет, его металличность равна $[Z/H] = -2$. Спектр звездного населения показан на рис.2, спектр СМЧД моделью [24], как показано на рис.1, масса газа $M_g = 10^{10} M_\odot$. Толстые светло-серые линии показывают сумму звездного спектра и спектра СМЧД (отдельно показан тонкой черной штриховой линией), толстые серые линии показывают суммарный спектр после прохождения через газ, т.е. сумму ослабленного падающего и переработанного газовым слоем излучения, черные тонкие сплошные линии соответствуют эмиссионному спектру фотоионизованного горячего газа с плотностью $n = 1 \text{ см}^{-3}$ и металличностью $[Z/H] = -2$.

кислород, азот), происходит просветление газового слоя. При этом динамическое влияние (feedback) ЧД на окружающий газ подавляется из-за того, что он, будучи прозрачным, хорошо прогревается и менее подвержен действию гравитационного влияния ЧД.

3.1. Свободный от пыли газ. Остановимся вначале на совместном влиянии излучения звезд и ЧД на эмиссионные характеристики галактического газа с низкой металличностью $[Z/H] = -2$. Рассмотрим набор моделей с фиксированной массой звездного населения с болометрической светимостью $L_b = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и излучением от центральной ЧД с массой в интервале $10^3 M_\odot - 10^8 M_\odot$; масса окружающего газа $M_g = 10^{10} M_\odot$.

На рис.3 представлен пример модельных спектров галактик с низкой металличностью: толстые светло-серые линии показывают сумму исходных спектров звездного населения и ЧД (черная тонкая пунктирная линия соответствует вкладу от ЧД), который демонстрирует различия между спектрами в отсутствии пыли в межзвездной среде (МЗС) и при ее наличии. Тонкими черными сплошными линиями показан эмиссионный спектр фотоионизованного межзвездного газа, толстые серые линии представляют суммарный спектр, каким он будет виден на выходе из МЗС слоя. Легко видеть, что несмотря на низкую металличность $[Z/H] = -2$, ультрафиолетовые и рентгеновские кванты от черных дыр поглощаются в частично нейтральном газовом слое, а какая-то доля поглощенной энергии переизлучается в ИК эмиссию пыли и в спектральных линиях водорода, и низко ионизованных состояниях металлов, таких как $[NII] 121 \mu m$, $[CII] 158 \mu m$, $[NII] 205 \mu m$ и др. Часть поглощенной энергии переизлучается также в тормозной эмиссии в дальней ИК области. На правой панели показан спектр для тех же параметров, но с примесью пыли с массовой долей $\mathcal{D} = 0.3 \zeta$, $\zeta = Z/Z_\odot$. Легко видеть, что наличие пыли заметно искажает спектр в оптике, ИК и субмм области спектра. В УФ и рентгеновской области характер поглощения в области $\lambda \sim 30 - 1000 \text{ \AA}$ практически не изменяется при добавлении пыли. Небольшое увеличение поглощения видно в области длин волн $\lambda \sim 1000 - 5000 \text{ \AA}$.

Ионизация, нагрев и эмиссия газа обеспечиваются преимущественно жестким излучением СМЧД. Светимость газа увеличивается пропорционально массе черной дыры. По мере того, как степень ионизации приближается к единице (рис.4), эта пропорциональность ослабевает, одновременно понижается и эмиссия в линиях. Уменьшение доли нейтрального газа приводит к тому, что внешний слой газа становится более прозрачным. Для масс ЧД больших $M_{BH} \geq 10^7 M_\odot$ водород полностью ионизован и спектр ионизирующего излучения, падающего на слой МЗС, практически не изменяется. При этом также падают интенсивности линий водорода, гелия и металлов. Отметим, что

болометрическая светимость черной дыры массой $M_{BH} \geq 10^6 M_\odot$ превосходит светимость звездного населения SSP с $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$.

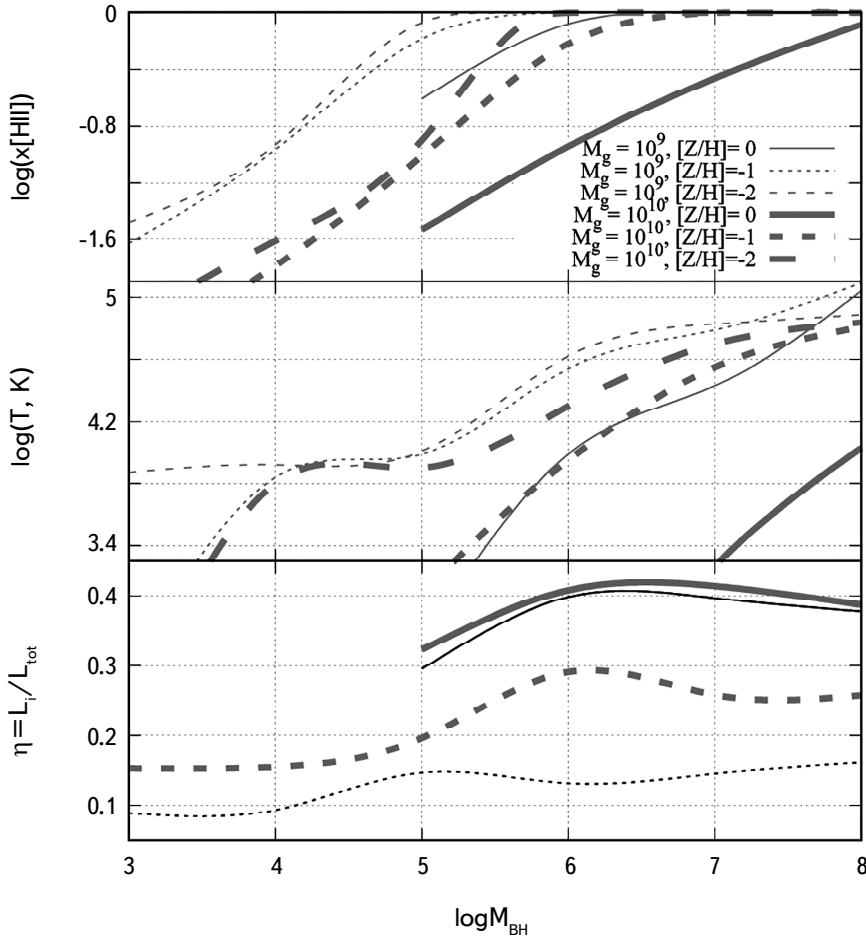


Рис.4. Электронная концентрация $x = n_e/n$ (верхняя панель), температура (средняя панель) в газовом слое массой $M_g = 10^9 M_\odot$ (тонкие линии), $10^{10} M_\odot$ (толстые линии) и металличностью $[Z/H] = -2$ (штриховые линии), -1 (пунктирные линии), 0 (сплошные линии), подверженном действию излучения звездного населения SSP с болометрической светимостью $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и аккрецирующей СМЧД с массой M_{BH} , указанной на оси x ; для $[Z/H] = -1$ и 0 массовая концентрация пыли составляет $\mathcal{D} = 0.3 \zeta$. Нижняя панель представляет долю энергии, затраченную звездами и черной дырой на нагрев пыли (см. раздел 3.3.2), как показано тонкими и толстыми сплошными линиями для масс газа $M_g = 10^9$ и $10^{10} M_\odot$ - штриховая и пунктирная линии, соответственно.

Светимость газа в тормозном континууме в ИК и субмиллиметровых областях растет как $L_\nu \propto M_{BH}$ до тех пор, пока масса черной дыры не превысит критического значения $M_{BH,c}$, после чего насыщается и далее остается практически неизменной. Предполагая, что газ в слое ионизован преиму-

шественно ультрафиолетовым и рентгеновским излучением черной дыры, можно оценить ее массу, соответствующую такому переходу как

$$M_{BH} > M_{BH,s} \sim \frac{\alpha_r n \langle \varepsilon_i \rangle M_g}{m_p L_{Edd, M_\odot}} \simeq 10^{-4} n M_g, \quad (1)$$

$\alpha_r \simeq 2.3 \cdot 10^{-13} T_4^{-0.82} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, здесь предполагается рекомбинация на 2-й и более высокие уровни [41], $\langle \varepsilon_i \rangle = \int F_\varepsilon \sigma_i(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon / \int F_\varepsilon \sigma_i(\varepsilon) d\varepsilon \sim 0.05 \text{ кэВ}$ - средняя энергия ионизирующего фотона, F_ε - поток рентгеновского излучения, $L_{Edd, M_\odot} = 1.26 \cdot 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ - эддингтоновская светимость для черной дыры с массой $M_{BH} = M_\odot$, n - плотность газа в газовом слое с массой M_g . Для сечения ионизации мы принимаем $\sigma_i \simeq 2 \cdot 10^{-22} \varepsilon_{\text{кеВ}}^{-2.5} \text{ см}^2$ [42].

Для массы газа $M_g = 10^{10} M_\odot$ при плотности $n = 1 \text{ см}^{-3}$ уравнение (1) дает $M_{BH} \sim 10^6 M_\odot$. При этом степень ионизации $x \leq 1$, как это видно из рис.4 и последующее увеличение M_{BH} не приводит к увеличению светимости газового слоя. Предполагая для водородно-гелиевой плазмы скорость охлаждения $\Lambda_{\text{neb}} \simeq 3 \cdot 10^{-25} T_4^{1/2} \text{ эрг см}^3 \text{ с}^{-1}$ [41], можно оценить долю болометрической светимости черной дыры, которая переизлучается в эмиссии газа как

$$\eta_{\text{neb}} \sim 3 \cdot 10^{-6} x^2 n T_4^{1/2} \frac{M_g}{M_{BH}}. \quad (2)$$

Для $M_{BH} = 10^6 M_\odot$ эта доля составляет $\eta_{\text{neb}} \sim 0.3$ для типичных параметров и падает с увеличением M_{BH} . Вклад металлов в тормозной континуум в области $\lambda \geq 1 \mu\text{м}$ незначителен.

В длинноволновом пределе светимость тормозного излучения слоя изменяется как $L_v \propto v^{-0.12} \propto \lambda^{0.12}$. Эта зависимость является более пологой, чем длинноволновая асимптотика суммарного спектра звезд и СМЧД $L_v^{\text{SSP+BH}} \propto v^2 \propto \lambda^{-2}$. Следовательно, на длинах волн больше некоторой λ_i , светимость газового слоя превзойдет суммарную светимость источников. При λ_i наклон суммарного спектра изменится от $\alpha = -2$ к $\alpha = -0.12$ в сторону больших длин волн $\lambda > \lambda_i$, как видно на рис.5: распределения $\mathcal{L}_v \equiv v L_v$ изменяются от $\mathcal{L}_v \propto v^3 \propto \lambda^{-3}$ при $\lambda < \lambda_i$ к $\mathcal{L}_v \propto v^{0.88} \propto \lambda^{-0.88}$ за пределом точки перегиба в дальней ИК и субмм области.

Легко видеть, что для заданной светимости звездного населения увеличение массы черной дыры приводит к смещению точки пересечения в более коротковолновую область с одновременным увеличением светимости до тех пор, пока звездная часть доминирует в оптике и ИК области, а массы черных дыр лежат в интервале от 10^3 до $10^6 M_\odot$. Для более массивных черных дыр тормозной континуум насыщается и последующее увеличение массы черной дыры смещает точку перегиба к более длинным волнам с одновременным уменьшением светимости на этой длине волны. Набор толстых светло-серых

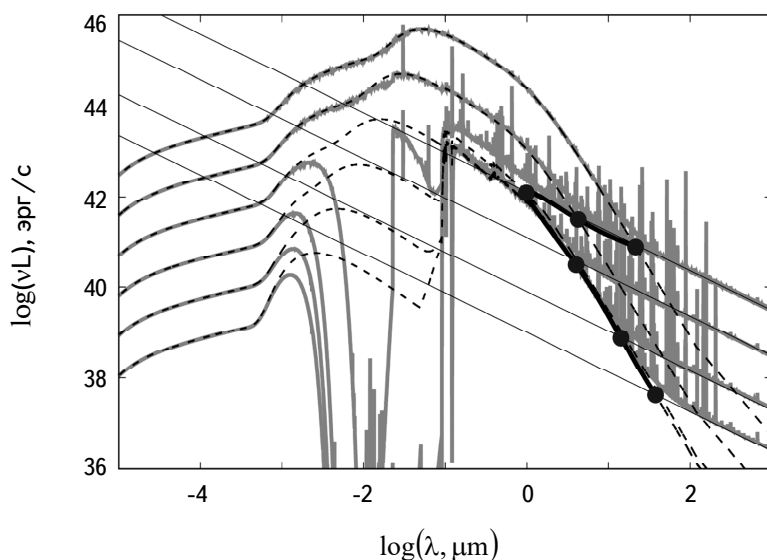


Рис.5. Схематическое представление результирующих спектров. Часть эмиссионных спектров фотоионизованного газа, соответствующая тормозному континууму, показана наклонными линиями. Тонкие пунктирные линии соответствуют исходному суммарному спектру звездного населения и СМЧД. Набор толстых светло-серых линий показывает суммарный спектр на выходе из газового слоя. Символы, соединенные черной толстой сплошной линией, указывают положение точек перехода от континуума исходного источника к тормозному излучению газа - точек перегиба.

линий показывает суммарный спектр звезд и СМЧД на выходе из газового слоя для разных значений масс ЧД M_{BH} . Наклонные тонкие линии указывают тормозной континуум разной интенсивности. Символы, соединенные черной толстой сплошной линией, отмечают пересечение тормозного континуума с континуумом суммарного спектра звезд и СМЧД. Легко заметить существование "насыщения" для масс черных дыр $M_{BH} \geq 10^6 M_{\odot}$, когда длина волны в точке пересечения достигает минимума и при последующем увеличении M_{BH} начинает возрастать. Другое представление такого "петлеобразного" поведения значения длины волны точки перегиба спектра от массы черной дыры показано на рис.6.

Изменение наклона спектра в окрестности точки перегиба $\lambda \sim \lambda_i$ может служить для оценки массы черной дыры. Длина волны в точке перегиба изменяется в широком интервале от среднего ИК диапазона до субмм волн, который будет охватываться действующими и планируемыми космическими миссиями: JWST¹, Миллиметрон². Рис.7 показывает спектральные потоки

¹ <http://www.jwst.nasa.gov/>

² <https://www.millimetron.ru/en/home>

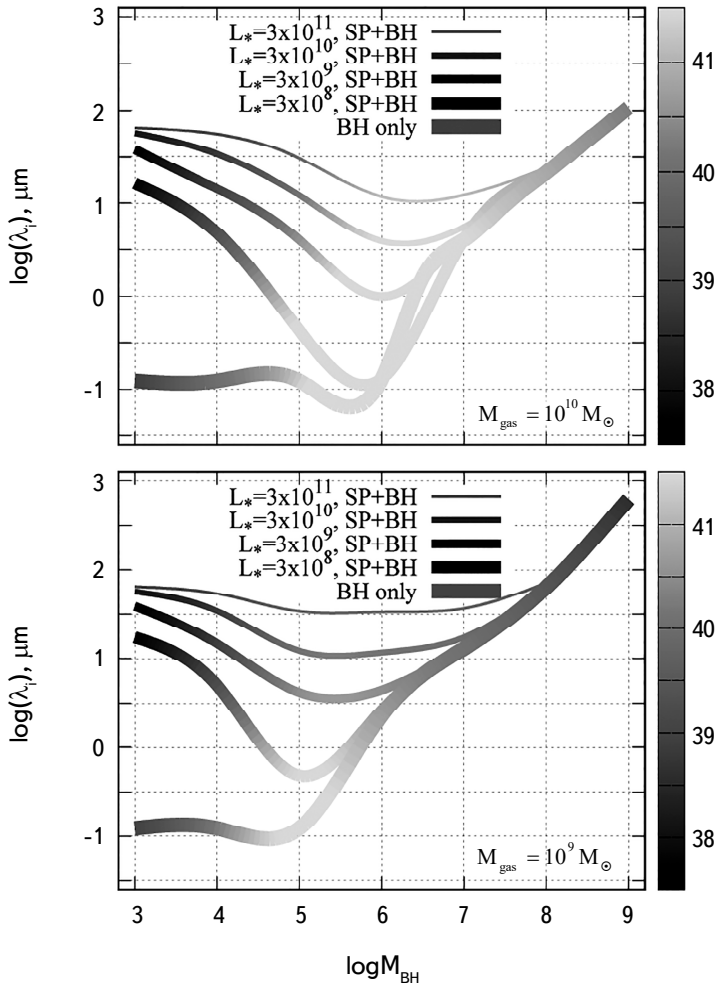


Рис.6. Зависимость длины волны точки перегиба в системе покоя (темно-серые крупные точки на рис.5) от массы СМЧД для пяти значений светимости звездного населения: $L_* = 0$, $3 \cdot 10^8$, $3 \cdot 10^9$, $3 \cdot 10^{10}$, $3 \cdot 10^{11} L_{\odot}$ (от наиболее толстой к более тонким линиям). Возраст звездного населения - 30 млн лет. Масса газового слоя принималась равной $M_g = 10^{10} M_{\odot}$ (верхняя панель), $10^9 M_{\odot}$ (нижняя панель). Цветом вдоль линий показан логарифм светимости νL_{ν} в точке перегиба.

(значение логарифма потока в μ Ян показано изменением цвета вдоль линий) в точках перегиба $\lambda = \lambda_i(z)$ для галактик на разных красных смещениях. Поток рассчитан для низкого спектрального разрешения $R = 3$. Точка перегиба в спектрах для $M_{\text{BH}} \lesssim 5 \cdot 10^6 M_{\odot}$ и богатых газом галактик ($M_g \gtrsim 10^{10} M_{\odot}$) попадает в область длин волн $\lambda \sim 0.7 - 4.5 \mu\text{m}$, в которой телескоп JWST достигает наилучшей чувствительности в большинстве фильтров

NIR камеры³ и инструмента NIRISS⁴: $\sim 0.01 - 0.02 \mu \text{Ян}$ с отношением сигнала к шуму $S/N = 10$ во время интегрирования 10^4с [43]. Такая чувствительность кажется достаточной для детектирования галактик с массами черных дыр $M_{\text{BH}} \sim 10^6 M_{\odot}$ и массами газа $M_g \geq 10^{10} M_{\odot}$ на красных смещениях вплоть

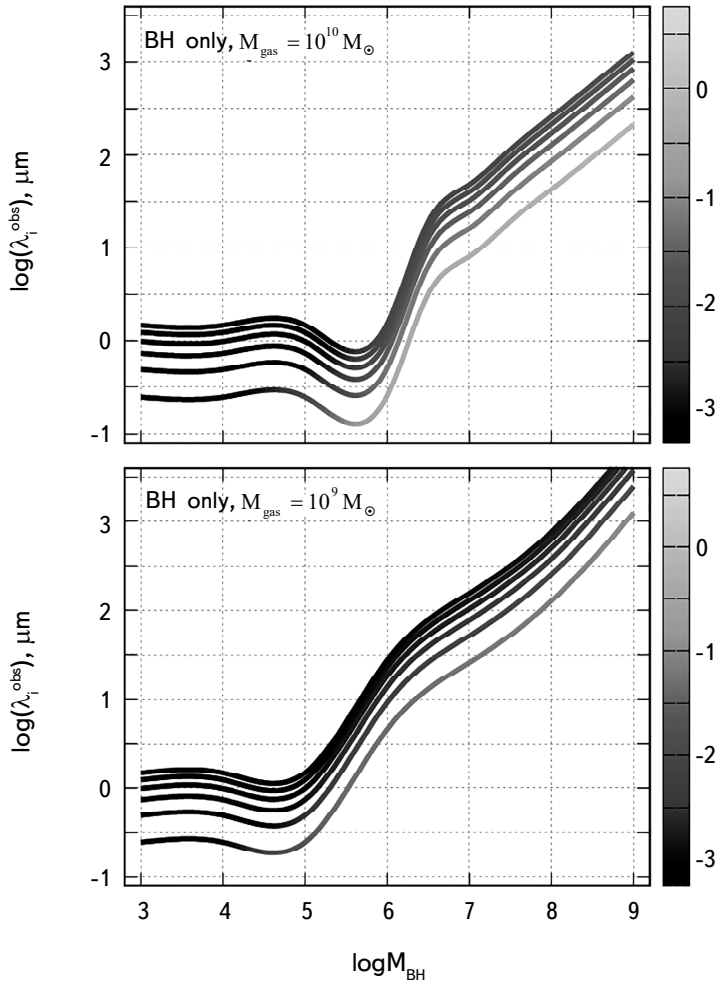


Рис.7. Зависимость наблюдаемой длины волны точки перегиба от массы СМЧД в моделях без звездного населения. Цвет вдоль линий указывает значение логарифма потока в точке перегиба F_v в $\mu \text{Ян}$ для СМЧД на красных смещениях $z = 1, 3, 5, 7, 9, 11$ (снизу вверх). Масса ионизованного газа принята равной $M_g = 10^{10} M_{\odot}$ (верхняя панель) и $10^9 M_{\odot}$ (нижняя панель).

³ <https://jwst-docs.stsci.edu/near-infrared-camera/nircam-instrumentation/nircam-filters>

⁴ <https://jwst-docs.stsci.edu/near-infrared-imager-and-slitless-spectrograph/niriss-instrumentation/niriss-filters>

$z \sim 11$. Галактики с меньшей массой газа $M_g \leq 10^9 M_\odot$ могут быть видны вблизи $\lambda_i(z)$ только на красных смещениях $z \lesssim 5$ и с массами черных дыр $10^5 < M_{BH} < 10^6 M_\odot$. Для больших масс M_{BH} точка перегиба смещается в область длинных волн и может быть детектирована будущими обсерваториями, например, Миллиметрон [44] и THEZA [45]. Бедные газом галактики $M_g < 10^8 M_\odot$ вряд ли могут быть видны на длинах волн $\lambda \sim \lambda_i(z)$ за пределами $z \gtrsim 1$ действующими и планируемыми инструментами. Наличие звездного населения смещает точку перегиба в область более длинных (субмм) волн (рис.6).

3.2. Проявления звезд и черной дыры в тепловой эмиссии пыли.

Как было отмечено выше, присутствие пыли заметно изменяет эмиссионный спектр в дальней ИК и субмм области. Для пыли с законом экстинкции как в нашей Галактике: $\sigma_v \approx 5 \cdot 10^{-22} \zeta \text{ см}^2$ на атом водорода [41], оптическая толщина газового слоя в экстинкции равна $\tau_v \approx 7 \zeta M_{g,10}^{1/2} n^{2/3}$, где $\zeta = Z/Z_\odot$ - металличность газа в солнечных единицах, $M_{g,10}$ - масса газа в нашей стандартной модели в единицах $10^{10} M_\odot$. В области длинных волн вплоть до $\lambda \leq 1000 \mu\text{м}$, экстинкция убывает как $\sigma(\lambda) \propto \lambda^{-4/3}$; в наших оценках используется аппроксимация $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-22} \zeta (\lambda/0.5 \mu\text{м})^{-4/3} \text{ см}^2$ (см. рис.5 в [46]). В результате газ "просветляется" $\tau(\lambda) \lesssim 1$ в ближнем ИК и далее $\lambda \gtrsim 2 \zeta^{3/4} M_{g,10}^{1/4} n^{1/2} \mu\text{м}$.

Пыль нагревается ультрафиолетовым и рентгеновским излучением от звезд и черной дыры. Заметная доля энергии этого излучения звезд и черной дыры поглощается окружающим газом, как легко видеть на рис.8, и идет на нагрев и ионизацию окружающего газа и пыли. Эта энергия частично переизлучается затем в эмиссии газа и пыли. При этом черная дыра доминирует в нагреве пыли и газа при массах $M_{BH} \gtrsim 10^5 M_\odot$, как показано тонкими темно-серыми линиями на рис.8. Легко видеть, что не только абсолютная светимость пыли, но и ее доля, то есть отношение светимости пыли к суммарной светимости звезд и черной дыры, возрастает с увеличением массы последней, как показано на нижней панели рис.4.

На верхней левой панели рис.8 можно заметить, что наличие газа приводит к уменьшению рентгеновского излучения в области $\lambda \sim 20 \text{ \AA}$ и увеличению небулярной и пылевой ИК эмиссии в области $\lambda \gtrsim 10 \mu\text{м}$ - такая обратная "реакция" интенсивности в жесткой рентгеновской полосе и в дальней ИК и субмиллиметровой области содержит в себе информацию о соотношении между массами черной дыры, газа и пыли (см. обсуждение в разделе 4).

Для $\zeta \geq 0.1$ оптическая толщина $\tau_{x,uv}$ на расстояниях $r_h \sim (3 M_g / 4 \pi r)^{1/3} \approx 1.5 \cdot 10^{22} M_{g,10}^{1/3} n^{-1/3} \text{ см}$ в рентгеновской и УФ полосах превышает единицу. Следовательно, грубая оценка температуры пыли может быть получена в

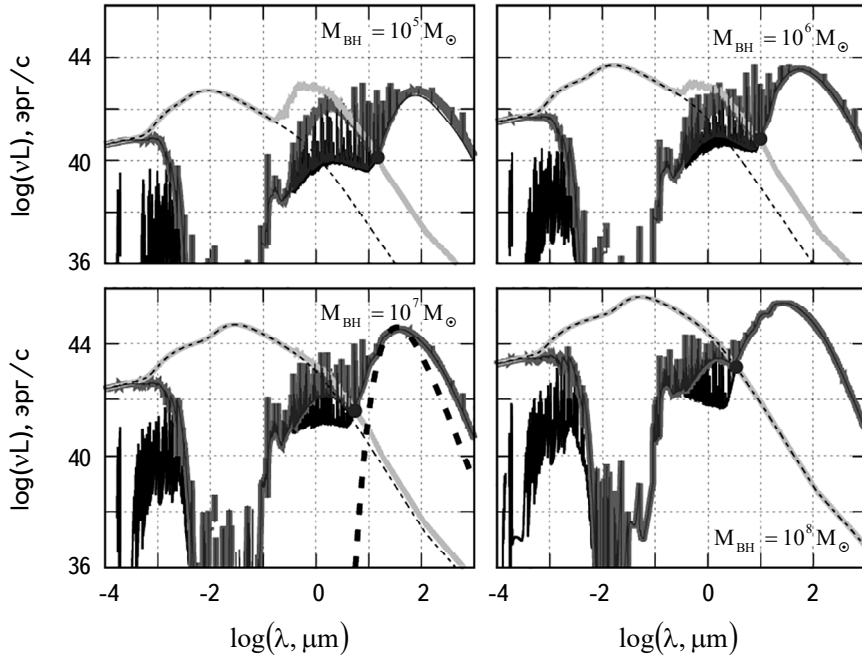


Рис.8. Эмиссионный спектр диффузного межзвездного газа, ионизованного полем излучения звездного населения с фиксированной болометрической светимостью $L = 3 \cdot 10^9 L_\odot$ и СМЧД с массами $M_{BH} = 10^5; 10^6; 10^7$ и $10^8 M_\odot$, как показано на панелях для газа с солнечной металличностью $[Z] = 0$, и пыли с массовой долей $\Phi = 0.3\zeta$. Тонкие темно-серые линии показывают небулярную эмиссию газа, ионизованного и нагреваемого черной дырой. Толстая черная штриховая линия на нижней левой панели показывает квазичернотельный спектр со спектральным индексом $\beta = 2$ и температурой $T = 70$ К (см. обсуждение в тексте). Возраст звездного населения составляет 1 млрд лет, металличность звезд солнечная.

предположении, что большая часть нагревающего излучения поглощается пылью. Считаем, что усредненная по планковскому спектру эффективность поглощения $Q(a, T_d) \approx \langle Q(a, \nu) \rangle \approx 0.1 a T_d^2$, [41,47], где a - размер пылинки в см и спектральный индекс пыли равен $\beta = 2$: $Q_\nu(T_d) \propto \nu^\beta$. При этих условиях температура пыли составит

$$T_d \sim 17 K (\eta_h \omega)^{1/6} \left(\frac{\langle Q_v \rangle L_{*,9} + \langle Q_x \rangle L_{BH,9}}{a_{0.1}} \right)^{1/6} \left(\frac{n}{M_{g,10}} \right)^{1/9}, \quad (3)$$

где $a_{0.1}$ - радиус пылинки в единицах $0.1 \mu m$, $L_{*,9}$ и $L_{BH,9}$ - светимости звездного населения и черной дыры в единицах $10^9 L_\odot$, $M_{g,10}$ - масса газа в единицах $10^{10} M_\odot$, $\eta_h = 0.1 - 0.3$ - доля энергии источников (звезд и черной дыры), которая идет на нагрев пыли (см. нижнюю панель на рис.4), $\omega \sim \pi/2$ - средний телесный угол, с которым рентгеновские и УФ кванты падают на пылинку. В оценках эффективности поглощения пылинок в

оптической области (ν), УФ и рентгеновской полосах (x) предполагаются равными $\langle Q_{\nu,x} \rangle \sim 1$ (см., рис.24.1 в [41]). Это подразумевает, что характерная длина волны пика пылевой эмиссии

$$\lambda_{T_d} \sim 170 \left(\frac{a_{0.1}}{\omega \eta_h \Sigma L_9} \right)^{1/6} \left(\frac{M_{g,10}}{n} \right)^{1/9} \mu\text{m}. \quad (4)$$

где $\Sigma L_9 = \langle Q_{abs}(x) \rangle L_{*,9} + \langle Q_{abs}(\nu) \rangle L_{*,9}$. Оценки примерно согласуются с положениями пиков на рис.8.

Величина T_d в выражении (3) представляет собой, очевидно, нижнюю оценку температуры пыли. В реальности большая доля пыли имеет более высокую температуру, давая вклад в пик на длине волны $\lambda \sim 70 \mu\text{m}$. Такая горячая пыль связана с внутренними частями слоя с оптической толщиной $\tau_\nu \sim 7$ - для оптических и УФ квантов и $\tau_x \sim 3$ - для рентгеновских квантов с энергией $\varepsilon \sim 1$ кэВ, где поглощается большая часть нагревающего и ионизирующего излучения звезд и черной дыры. Это обстоятельство отражено также в очень слабой зависимости η_h от массы газа на нижней панели рис.4. Соответственно, длины волн пиков в выражении (4) должны трактоваться как верхние пределы. Это объясняет, почему пылевая эмиссия на рис.8 не может быть представлена изотермической пылью. На левой нижней панели рис.8 черной жирной пунктирной линией показана модифицированная планковская кривая со спектральным индексом $\beta = 2$ и температурой 70 К для $M_{BH} = 10^7 M_\odot$. Дефицит эмиссии (около фактора ~ 3 на длине волны $\lambda \sim 100 \mu\text{m}$ и до двух порядков величины на длине $\sim 1000 \mu\text{m}$, нижняя панель) виден между модифицированным планковским и модельным спектром. Это отражает отрицательный радиальный градиент температуры пыли.

С этой оговоркой можно получить верхний предел светимости пыли, если предположить, что доля η_h суммарного излучения звезд и черной дыры идет на нагрев всей массы пыли в галактике: $M_d = \mathcal{D} Z_\odot M_g$, $\mathcal{D} Z_\odot$ - массовая концентрация пыли. Предполагая среднюю скорость нагрева пыли равной $\sigma \omega \eta_h \Sigma L / 4\pi R^2$ и полное число пылинок в галактике $N_d = M_d / m_d$, где $m_d = 4\pi \rho_d a^3 / 3$, и $M_g = 4\pi \rho R^3 / 3$, получаем оценку

$$L_d \sim \eta_h \omega L_9 \frac{\mathcal{D} Z_\odot \rho}{4\pi a \rho_d} R, \quad (5)$$

здесь $\rho_d = 3 \text{ г см}^{-3}$ плотность вещества пылинки. Для $\mathcal{D} = 0.3\zeta$, $\zeta = 0.1$, и $Z_\odot = 0.02$ получается оценка

$$L_d \sim 2 \cdot 10^{41} \eta_h \omega (L_{*,9} + L_{BH,9}) M_{g,10}^{1/3} n^{2/3} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (6)$$

Вклад черной дыры в нагрев пыли превалирует над звездным, когда ее болометрическая светимость превышает звездную $L_{BH} > L_*$. Для модели, показанной на рис.8, это происходит при $M_{BH} \gtrsim 10^6 M_\odot$ для $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$

и в предположении об эддингтоновской светимости черной дыры. Выше этого предела информация о звездном населении теряется.

При меньших значениях массы черной дыры $M_{BH} < 10^6 M_\odot$, вклады от нее и звездного населения могут быть различимы с учетом рентгеновского излучения черной дыры. Из рис.5 и 8 можно оценить, что светимость СМЧД в жестком рентгеновском диапазоне ($E_x \sim 3$ кэВ) варьируется как $L_x \propto M_{BH}^{4/5}$. Светимость пылевой эмиссии растет как $L_{d,p} \propto (M_* + M_{BH})$. Комбинируя наблюдаемые потоки в жестком рентгеновском диапазоне и в пике тепловой эмиссии пыли, можно получить M_* и M_{BH} при условии, что $M_{BH} \geq 10^6 M_\odot$.

Более конкретно, два уравнения, связывающих рентгеновскую и тепловую эмиссии, можно записать: $L_x \approx 5 \cdot 10^{36} M_{BH}^{4/5}$ эрг с⁻¹ и $L_d \approx 2 \cdot 10^{41} (L_{*,9} + 3 \cdot 10^{-5} M_{BH})$ эрг с⁻¹, как следует из уравнения (6). Здесь второе слагаемое в скобках - эддингтоновская светимость $L_{Edd} = 1.24 \cdot 10^{38} M_{BH}$, нормированная на $10^9 L_\odot$, и M_{BH} в единицах M_\odot . В результате получим

$$M_{BH} \approx 10^5 \left(\frac{L_x}{5 \cdot 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{5/4} \quad (7)$$

и

$$L_{*,9} \leq 28 \eta_h^{-1} M_{g,10}^{-1/3} n^{-2/3} L_{d,9} - 7 \left(\frac{L_x}{10^{41} \text{ эрг с}^{-1}} \right)^{5/4}. \quad (8)$$

Здесь светимости L_d и L_* нормированы на их "стандартные" значения $10^9 L_\odot$. Заметим, что уравнение (8) действительно для $L_x \leq 2 \cdot 10^{42} M_{g,10}^{-4/15} n^{-8/15} L_{d,9}^{4/5}$ эрг с⁻¹, т.е. в тех пределах, в которых вклад СМЧД в нагрев пыли не превосходит вклада звездного населения $M_{BH} \leq 10^6 M_\odot$.

3.2.1. Спектральные линии в пылевом окружении. Предполагается, что галактики с высокой металличностью звезд и газа $[Z/H] = 0$ имеют большой возраст и, как следствие, содержат более массивное звездное население и СМЧД. На рис.8 представлены спектры для галактик с возрастом звездного населения 1 млрд лет и светимостью $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$, массой газа $M_g = 10^{10} M_\odot$ и металличностью $[Z/H] = 0$ как у звезд, так и у газа. На панелях показаны суммарные спектры ЧД и газа, облучаемого ЧД с массой $M_{BH} = 10^5, 10^6, 10^7, 10^8 M_\odot$.

В газе с высокой металличностью спектральные линии, очевидно, сильнее, чем в газе с низкой металличностью. Однако эмиссия пыли заполняет континуум в дальней ИК и субмм области $\lambda \geq 3-10 \mu\text{m}$, и большая часть линий "поглощается" пылевым континуумом (рис.8). Таким образом, при наличии пыли лишь несколько относительно сильных линий в дальнем ИК остаются заметными даже при $M_{BH} \leq 10^7 M_\odot$. Некоторые из них остаются различимы

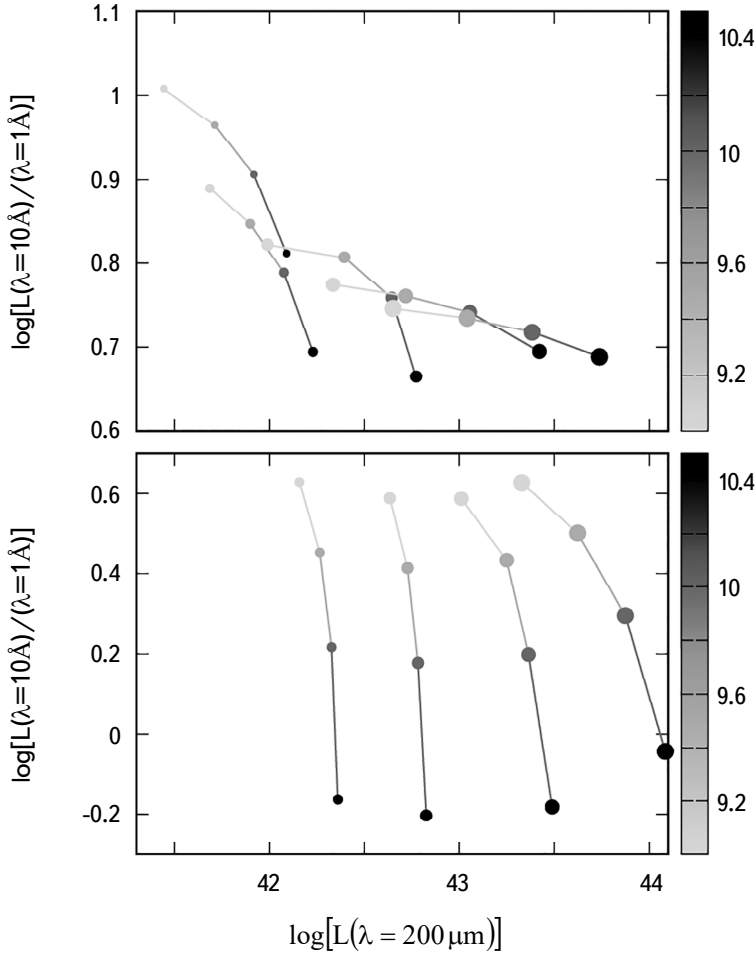


Рис.9. Зависимость отношения рентгеновской эмиссии на длинах волн 10 Å и 1 Å, $L(10\text{Å})/L(1\text{Å})$, от эмиссии пыли и тормозного излучения ионизованного газа в континууме на длине волны 200 μm, $L(200\text{ μm})$, для различных значений массы черной дыры: снизу вверх 10^4 , 10^5 , 10^6 , 10^7 , $10^8 M_\odot$, как показано символами увеличивающегося размера; цвета показывают массу газа в единицах массы Солнца в соответствии с палитрой на цветовой шкале. Верхняя панель: $[Z/H] = -1$, нижняя панель: $[Z/H] = 0$.

вплоть до $M_{BH} \sim 10^8 M_\odot$ (рис.8). Отношения их интенсивностей $\mathcal{L}_{\text{NeVI}} = (L_{\text{NeVI}} - L_c)/L_c$, $\mathcal{L}_{\text{MgVII},5.5} = (L_{\text{MgVII},5.5} - L_c)/L_c$ и $\mathcal{L}_{\text{MgVII},9} = (L_{\text{MgVII},9} - L_c)/L_c$ вместе с M_{BH} и M_g могут быть использованы для измерения величин M_{BH} , M_* и M_g . Однако их соотношения вырождаются в пределе больших значений массы газа $M_g \geq 3 \cdot 10^9 M_\odot$ и, кроме этого, не показывают определенной зависимости от звездной светимости.

4. *Обсуждение.* В настоящей работе обсуждается метод определения масс трех составных частей ранних галактик: центральной черной дыры,

звезд и газа - с помощью спектров в рентгеновском и дальнем инфракрасном диапазонах. Перечислим несколько важных особенностей наблюдений и моделирования галактик с массивными черными дырами на больших красных смещениях.

1. При наблюдениях очень далеких ($z > 6$) галактик, содержащих в центральных областях сверхмассивные черные дыры, можно получить только спектры, не разрешая пространственной структуры. В таких условиях оценки масс их компонентов могут быть сделаны только на основе таких суммарных спектров. Однако присутствие газа и пыли неизвестных масс существенно осложняют возможность определения масс звездного населения и черной дыры.

2. Преодоление этих трудностей может включать измерения эмиссий, характеризующих отдельно вклады звезд, черной дыры, газа и пыли: i) жесткое рентгеновское излучение ($E \sim 1 - 10$ кэВ) приходит от СМЧД, ii) тепловая эмиссия пыли поддерживается нагревом черной дырой и звездами, iii) небулярная эмиссия ионизованного газа в дальнем ИК континууме $\lambda \sim 200 \mu\text{m}$ несет информацию о массе ионизованного газа. В рамках такого многоволнового подхода три наблюдаемых величины могут быть достаточны для определения трех неизвестных масс.

3. Роль газового компонента в формировании суммарного спектра галактики с центральной черной дырой двойка: с одной стороны, газ поглощает рентгеновское, ультрафиолетовое и оптическое излучение черной дыры и звезд, с другой, он переизлучает часть поглощенной энергии в спектральных линиях, в пылевом и тормозном континууме дальнего ИК и субмиллиметрового диапазона. Увеличение массы газа будет приводить к более сильному подавлению эмиссии источников - звезд и СМЧД, в указанных диапазонах, и одновременно усиливать эмиссии в дальней ИК и субмиллиметровой частях спектра. Такой тренд действительно виден на левой верхней панели рис.8: толстая сплошная светло-серая линия показывает суммарный спектр звезд и СМЧД без поглощения и переизлучения газом. Как только эффекты поглощения "включены", сразу же проявляется уменьшение количества квантов в рентгеновской, УФ, оптической и ближней ИК областях от $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$ до $\lambda \sim 2 \mu\text{m}$. Диаграмма на рис.9 демонстрирует увеличение дальней ИК и субмм эмиссии на длине волны $200 \mu\text{m}$ и уменьшение отношения рентгеновских потоков 10 \AA к 1 \AA вместе с увеличением массы газа.

4. На рис.9 легко заметить, что с увеличением массы газа поток на длине волны $200 \mu\text{m}$ увеличивается с одновременным уменьшением отношения $L(10 \text{ \AA})/L(1 \text{ \AA})$. Такая антикорреляция светимости на длине волны $200 \mu\text{m}$ и отношения светимостей на длинах волн 10 \AA и 1 \AA с увеличением массы газа видны также при малых массах черных дыр, и при дальнейшем уменьшении

M_{BH} корреляция становится более пологой. Это является следствием того, что поток ионизирующего излучения уменьшается как $\exp(-\tau_x)$, где $\tau_x \propto N_H \propto M_g^{1/3}$ - оптическая толщина в рентгеновской и УФ области ($\tau_x \geq 1$ для принятых параметров), в то время как поток на длине волны $200 \mu\text{m}$ увеличивается более полого, как $\propto M_g^{1/3}$.

При низкой металличности отношение светимостей изменяется с $L(200 \mu\text{m})$ слабее, чем при $[Z/H] = 0$ (рис.9). Результаты показаны для "стандартной" светимости звездного населения равной $L_* = 3 \cdot 10^9 L_\odot$; зависимость $L(10 \text{Å})/L(1 \text{Å})$ от $L(200 \mu\text{m})$ остается неизменной для $L_* \lesssim L_{BH}$. При высоких светимостях L_* , корреляция смещается вправо, так что при $L_* = 3 \cdot 10^{10} L_\odot$ такое смещение для $M_{BH} \sim 10^5 M_\odot$ ($L_{BH} = 3 \cdot 10^9 L_\odot$) составляет около порядка величины в сторону увеличения эмиссии на длине волны $200 \mu\text{m}$.

5. В нашем рассмотрении был использован спектр черной дыры в модели, описанной в [24], с рентгеновской светимостью ($\varepsilon = 0.03 - 10 \text{ кэВ}$), изменяющейся как $L_x \propto M_{BH}^{4/5}$. Наблюдательно установить соотношение между рентгеновской светимостью и массой черной дыры очень трудно, главным образом из-за того, что пыль может сильно затенять черную дыру, или из-за отсутствия прямых измерений массы черной дыры, когда рентгеновское излучение от черной дыры различимо (см. обсуждение в [48-52]). Однако наши результаты остаются качественно верными для степенной зависимости $L_x \propto M_{BH}^\alpha$, $\alpha > 0$, которая, очевидно, имеет место. Наши аргументы и соотношения остаются в основном неизменными.

5. Заключение. Мы исследовали наблюдательные проявления соотношений между массами звездного населения, центральной черной дыры и газа в галактиках с активным галактическим ядром на основе спектрального распределения энергии в диапазоне от рентгеновских до субмиллиметровых длин волн. Проведено моделирование кумулятивных спектров как суммы эмиссий от аккрецирующей сверхмассивной черной дыры, звездного населения и эмиссии межзвездного газа с использованием пакета CLOUDY. Приведены аргументы в пользу того, что три наблюдаемых величины: светимость (поток) в рентгеновском диапазоне от черной дыры, инфракрасная и субмиллиметровая тепловая эмиссия пыли вместе с их отношениями, позволяют получить массы звездного населения, центральной сверхмассивной черной дыры и межзвездного газа в некотором интервале их значений.

Наши результаты можно резюмировать следующим образом:

- в моделях без пыли излучение центральной черной дыры преобладает, если $M_{BH}/M_* \geq 0.02$; в этом случае тормозная эмиссия в дальнем ИК и субмм диапазоне превышает эмиссию центрального источника в этой области длин волн с изменением спектра от квазичернотельного $\propto \nu^2$ к плоскому

тормозному спектру $\propto \nu^{-0.12}$; частота ν_i и светимость L_i , соответствующие изменению спектрального индекса, зависят от масс черной дыры, звездного населения и газа; таким образом, наблюдаемые значения ν_i и L_i дают соотношения между тремя массами: M_{BH} , M_* и M_g ;

- оценка массы звездного населения возможна в том случае, когда отношение $M_{BH}/L_* \lesssim 10^{-3}$ (M_{BH} и L_* в солнечных единицах), в противном случае звездная эмиссия подавляется излучением черной дыры;

- измерение потока в пике тепловой эмиссии пыли в окрестности длины волны $70 \mu\text{m}$ и жесткого рентгеновского излучения в интервале длин волн $\lambda \sim 2 - 4 \text{ \AA}$ позволяют оценить массы звездного населения и черной дыры;

- соотношения между потоками (светимостями) рентгеновского излучения с энергией $E \sim 3 \text{ кэВ}$ и субмиллиметровой эмиссии в окрестности $\lambda \sim 200 \mu\text{m}$ позволяют оценить массу межзвездного газа, если масса черной дыры $M_{BH} > 10^5 M_\odot$ и светимость звездного населения $L_*/L_\odot < 3 \cdot 10^4 (M_{BH}/M_\odot)$;

- зависимость отношения светимостей $L(10 \text{ \AA})/L(1 \text{ \AA})$ от величины $L(200 \mu\text{m})$ определяется соотношением между массами пыли и газа, хотя остается в целом нечувствительной от звездной светимости $L_* \lesssim L_{BH}$; при высоких значениях L_* эта корреляция смещается в область более высокой светимости в субмиллиметровом диапазоне при $\lambda \sim 200 \mu\text{m}$.

Авторы признательны Б.М.Шустову за обсуждения и критические замечания. Работа была выполнена при поддержке проектом 41-2020 "Новые научные группы ФИАН" и Программой Президиума РАН (код проекта 28). Численное моделирование спектров галактик проводилось при поддержке Российского научного фонда (грант 19-72-20089).

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия, e-mail: eugstar@mail.ru yus@asc.rssi.ru

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

³ Исследовательский институт им. Рамана, Садашиванагар, Бангалор, Индия, e-mail: biman@rri.res.in

EMISSION SPECTRA OF GALAXIES WITH SUPERMASSIVE BLACK HOLES

E.O.VASILIEV^{1,2}, Yu.A.SHCHEKINOV¹, B.B.NATH³

Masses of supermassive black holes and stellar bulge of their host ("parent") galaxies are interrelated approximately as $M_{BH} \sim 0.002 M_*$. This indicates that they

tightly interact in the process of their joint evolution. However, a large spread around this proportionality, and in particular a considerable – about an order of magnitude, excess of the black hole mass M_{BH} discovered recently in the early Universe ($z > 6$), suggests that the interaction between the black holes and stellar population can experience intense variations during their coevolution. This circumstance requires a robust observational determination of the interrelations between the masses of black holes, stellar populations and interstellar gas in the host galaxies at high redshifts, in those cases when they cannot be measured directly. In this paper such a possibility is suggested within a simple approach, based on a consideration of spectral features of galaxies with growing black holes along with stellar population. A possibility to infer interrelations between the masses of the black holes, stellar populations and interstellar gas with making use of multiwavelength spectra: far-infrared, submillimeter and X-ray, are illustrated on a set of models with variations of their masses.

Keywords: *galaxies: supermassive black holes: interstellar medium: interstellar dust: extinction*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Marconi, L.K.Hunt*, *Astrophys. J. Lett.*, **589**, L21, 2003, astro-ph/0304274.
2. *N.Häring, H.-W.Rix*, *Astrophys. J. Lett.*, **604**, L89, 2004, astro-ph/0402376.
3. *E.Sani, A.Marconi, L.K.Hunt et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **413**, 1479, 2011, 1012.3073.
4. *J.Kormendy, L.C.Ho*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **51**, 511, 2013, 1304.7762.
5. *T.M.Heckman, P.N.Best*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **52**, 589, 2014, 1403.4620.
6. *A.E.Reines, M.Volonteri*, *Astrophys. J.*, **813**, 82, 2015, 1508.06274.
7. *A.W.Graham, N.Scott*, *Astrophys. J.*, **764**, 151, 2013, 1211.3199.
8. *J.-H.Woo, A.Schulze, D.Park et al.*, *Astrophys. J.*, **772**, 49, 2013, 1305.2946.
9. *M.Volonteri, A.E.Reines*, *Astrophys. J. Lett.*, **820**, L6, 2016, 1602.05711.
10. *R.Decarli, F.Walter, B.P.Venemans et al.*, *Astrophys. J.*, **854**, 97, 2018, 1801.02641.
11. *R.Decarli, R.Falomo, A.Treves et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **402**, 2453, 2010, 0911.2988.
12. *A.Schulze, L.Wisotzki*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **438**, 3422, 2014, 1312.5610.
13. *F.Shankar, M.Bernardi, R.K.Sheth et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **460**, 3119, 2016, 1603.01276.
14. *T.Tanaka, Z.Haiman*, *Astrophys. J.*, **696**, 1798, 2009, 0807.4702.

15. *P.Madau, F.Haardt, M.Dotti*, *Astrophys. J. Lett.*, **784**, L38, 2014, 1402.6995.
16. *M.Volonteri, J.Silk, G.Dubus*, *Astrophys. J.*, **804**, 148, 2015, 1401.3513.
17. *A.Lupi, F.Haardt, M.Dotti et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **456**, 2993, 2016, 1512.02651.
18. *E.Pezzulli, R.Valiante, R.Schneider*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **458**, 3047, 2016, 1603.00475.
19. *M.Dijkstra, A.Ferrara, A.Mesinger*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 2036, 2014, 1405.6743.
20. *A.Ferrara, S.Salvadori, B.Yue*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **443**, 2410, 2014, 1406.6685.
21. *M.A.Latif, A.Ferrara*, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **33**, e051, 2016, 1605.07391.
22. *L.Mayer, S.Bonoli*, *Rep. on Progress in Phys.*, **82**, 016901, 2019, 1803.06391.
23. *B.Agarwal, A.J.Davis, S.Khochfar et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **432**, 3438, 2013, 1302.6996.
24. *A.Kubota, C.Done*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **480**, 1247, 2018, 1804.00171.
25. *M.Volonteri, A.E.Reines, H.Atek et al.*, *Astrophys. J.*, **849**, 155, 2017, 1704.00753.
26. *P.Natarajan, F.Pacucci, A.Ferrara et al.*, *Astrophys. J.*, **838**, 117, 2017, 1610.05312.
27. *R.Valiante, R.Schneider, L.Zappacosta et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **476**, 407, 2018, 1711.11033.
28. *G.Bruzual, S.Charlot*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **344**, 1000, 2003, *astroph/0309134*.
29. *M.A.Abramowicz, B.Czerny, J.P.Lasota et al.*, *Astrophys. J.*, **332**, 646, 1988.
30. *I.D.Novikov, K.S.Thorne*, *Black Holes (Les Astres Occlus)*, p.343450, 1973.
31. *A.Sądowski*, *Astrophys. J. Suppl.*, **183**, 171, 2009, 0906.0355.
32. *F.Pacucci, M.Volonteri, A.Ferrara*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **452**, 1922, 2015, 1506.04750.
33. *L.Girardi, A.Bressan, G.Bertelli et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **141**, 371, 2000, *astro-ph/9910164*.
34. *S.M.Faber, J.S.Gallagher*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **17**, 135, 1979.
35. *T.S.Gonçalves, A.Basu-Zych, R.A.Overzier et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 1429, 2014, 1406.1176.
36. *J.F.Wu, A.J.Baker, T.M.Heckman et al.*, *Astrophys. J.*, **887**, 251, 2019, 1911.07854.
37. *T.J.L.C.Bakx, Y.Tamura, T.Hashimoto et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **493**, 4294, 2020, 2001.02812.
38. *T.Morishita, M.Trenti, M.Stiavelli et al.*, *Astrophys. J.*, **867**, 150, 2018, 1809.07604.
39. *G. de La Vieuville, D.Bina, R.Pello et al.*, *Astron. Astrophys.*, **628**, A3, 2019, 1905.13696.
40. *G.J.Ferland, M.Chatzikos, F.Guzmán et al.*, *Revista Mexicana Astron. Astrofis.* **53**, 385, 2017, 1705.10877.
41. *B.T.Draine*, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton University Press, 2011).
42. *J.Wilms, A.Allen, R.McCray*, *Astrophys. J.*, **542**, 914, 2000, *astro-ph/0008425*.
43. *J.Kalirai*, *Contemporary Physics*, **59**, 251, 2018, 1805.06941.

44. *N.S.Kardashev, I.D.Novikov, V.N.Lukash et al.*, Physics Uspekhi, **57**, 1199, 2014, 1502.06071.
45. *L.I.Gurvits, Z.Paragi, V.Casasola et al.*, Experimental Astronomy, **51**, 559, 2021, 1908.10767.
46. *M.Compiègne, L.Verstraete, A.Jones et al.*, Astron. Astrophys., **525**, A103, 2011, 1010.2769.
47. *E.Dwek, R.G.Arendt*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **30**, 11, 1992.
48. *C.Circosta, C.Vignali, R.Gilli et al.*, Astron. Astrophys., **623**, A172, 2019, 1901.07108.
49. *T.Connor, E.Bañados, D.Stern et al.*, Astrophys. J., **887**, 171, 2019, 1909.08619.
50. *F.Vito, W.N.Brandt, F.E.Bauer et al.*, Astron. Astrophys., **628**, L6, 2019, 1906.04241.
51. *E.L.Lambrides, M.Chiaberge, T.Heckman et al.*, Astrophys. J., **897**, 160, 2020, 2002.00955.
52. *Q.D'Amato, R.Gilli, C.Vignali et al.*, Astron. Astrophys., **636**, A37, 2020, 2003.08631.