

ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГРАВИТАЦИОННО-ЛИНЗИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ КОСМИЧЕСКИМИ ОБСЕРВАТОРИЯМИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

© 2019 г. Т. И. Ларченкова^{1*}, А. А. Ермаш¹, А. Г. Дорошкевич¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 04.10.2019 г.; после доработки 11.11.2019 г.; принята к публикации 11.11.2019 г.

Рассмотрены перспективы наблюдений гравитационно-линзированных внегалактических источников в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра планируемые космическими обсерваториями с использованием активного охлаждения зеркала телескопа до криогенных температур. Обсуждается возможность решения актуальных космологических и астрофизических задач, связанных с наблюдениями гравитационно-линзированных систем. Выполнены подсчеты линзированных источников для разных длин волн в диапазоне от 70 до 2000 мкм. Получены распределения линзированных источников в зависимости от красного смещения и коэффициента усиления, а также распределение линз по массам. Построены модельные фотометрические карты неба, для которых впервые рассчитан вклад от линзированных источников.

Ключевые слова: дальний ИК, эволюция галактик, гравитационное линзирование.

DOI: 10.1134/S0320010819120039

ВВЕДЕНИЕ

С развитием современных наблюдательных инструментов, которые обладают все более высоким угловым разрешением и чувствительностью, становится возможным наблюдать все большее число событий сильного гравитационного линзирования. Эффект гравитационного линзирования заключается в отклонении света далекого фонового источника расположенным на луче зрения массивным объектом — гравитационной линзой. Линза может быть любым космическим объектом, например, галактикой или скоплением галактик. В случае сильного гравитационного линзирования наблюдаются множественные изображения фонового источника. Чем массивнее линза, тем больше будет наблюдаемое угловое расстояние между изображениями линзируемого источника при том же прицельном параметре. Поэтому легче обнаружить гравитационно-линзированные системы, в которых линзой является массивная галактика или массивное скопление галактик. Первым зарегистрированным событием сильного гравитационного линзирования было обнаружение двух изображений квазара B0957 + 561, которые явились результатом линзирования массивной галактикой (Вэлш

и др., 1979). Измерения временного запаздывания между изображениями квазара, их потоков и координат позволяют восстановить распределение массы в линзе, а также определить основные параметры космологической модели.

Если источником излучения является протяженный объект, например, галактика, то вокруг галактики-линзы может наблюдаться кольцо Эйнштейна-Хвольсона или часть этого кольца. Если в качестве линзы выступает скопление галактик, то галактики, расположенные за этим скоплением, наблюдаются в виде ярких протяженных дуг. Такие гигантские яркие дуги были впервые обнаружены в скоплении галактик A370 (Сукэйл и др., 1987; Линдс и др., 1986) и интерпретированы в работе Пачинского (1987), как изображения линзированных этим скоплением фоновых галактик.

Несмотря на то что количество гравитационно-линзированных систем пока невелико (например, в каталоге CASTLES¹ собрано немногим более сотни событий сильного гравитационного линзирования квазаров и галактик, для которых наблюдается несколько изображений), они являются мощным инструментом для решения целого ряда космологических и астрофизических задач.

*Электронный адрес: ltanya@asc.rssi.ru

¹ www.cfa.harvard.edu/castles

Одной из таких задач является независимое определение постоянной Хаббла H_0 (см., например, Рефсдал, 1964; Суйу и др., 2017), одного из ключевых космологических параметров, который характеризует современный темп расширения, возраст, размер и критическую плотность Вселенной. Помимо постоянной Хаббла возможно получить ограничения и на другие параметры космологической модели (см., например, Блэнфорд, Нараян, 1992). Анализ гравитационно-линзированных систем также позволяет изучать наиболее далекие объекты во Вселенной, регистрируемое излучение которых в результате линзирования может быть усилено более чем на порядок, и которые без этого усиления были бы недоступны для наблюдений современными инструментами. Кроме того, становится возможным изучение свойств самих линз — галактик и скоплений галактик, включая распределение в них темной материи (см., например, Кочанек, 1991), определение их начальной звездной функции масс, совместной эволюции с центральными сверхмассивными черными дырами (Пенг и др., 2006). Появляются новые методы детектирования маломассивных гало (субгало), один из таких методов был впервые предложен в работе Мао и Шнайдер (1998).

С инструментами, обеспечивающими достаточную чувствительность и угловое разрешение, все вышеперечисленные задачи можно решать в разных диапазонах электромагнитного спектра, в том числе в дальнем инфракрасном (ИК), субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах. Среди планируемых в этом диапазоне космических обсерваторий с активным охлаждением зеркала телескопа до криогенных температур, таких как SPICA² и OST³, в ближайшее десятилетие ожидается запуск только обсерватории “Миллиметрон” (Смирнов и др., 2012; Кардашёв и др., 2014; Кардашёв, 2017). В этом проекте в рамках программы наблюдений событий гравитационного линзирования могут быть проведены исследования по всем вышеперечисленным задачам, включая изучение свойств самых первых галактик, таких как Лайман-альфа эмиттеры (LAE), а также далеких галактик с активным звездообразованием и значительным количеством пыли (DSFGs) (см., например, обзор Кэси и др., 2014).

Помимо использования событий гравитационного линзирования для решения астрофизических и космологических задач, учет этого эффекта оказывается важным при моделировании внегалактического фона. В частности, вклад эффекта линзирования в подсчеты источников в субмиллиметровом

и миллиметровом диапазонах длин волн оказывается существенным (см., например, Бетермин и др., 2011; Филипенко и др., 2017). Наблюдения в этой области электромагнитного спектра продемонстрировали, что количество источников с большими потоками различается для разных областей неба. Это обусловлено главным образом эффектом гравитационного линзирования миллиметровых (субмиллиметровых) источников на галактиках и группах галактик (Аретсага и др., 2011) (см. также обсуждения в работе Хэйвард и др., 2013).

В настоящей работе обсуждается возможность решения перечисленных выше задач в программе наблюдений событий гравитационного линзирования космической обсерваторией “Миллиметрон”. Статья построена следующим образом: в разделе “Основные параметры модели и космической обсерватории “Миллиметрон” приводится необходимая информация о параметрах обсерватории “Миллиметрон”, а также описание модели, используемой для оценки параметров ожидаемых событий гравитационного линзирования. В разделе “Модельные фотометрические карты и подсчеты линзированных источников” оценивается количество линзированных источников для разных длин волн, их вклад в дифференциальные и интегральные подсчеты источников, вычисляется распределение линзированных источников по красному смещению, по коэффициенту усиления, распределение линз по массе, а также моделируются фотометрические карты неба для нескольких длин волн с целью иллюстрации вклада линзированных источников. В разделе “Научные задачи и перспективы их решения” рассмотрены отдельные астрофизические задачи и ожидаемые параметры гравитационно-линзированных систем. В разделе “Заключение” приводятся полученные результаты и обсуждение.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ И КОСМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ “МИЛЛИМЕТРОН”

При создании модели, в рамках которой выполнены все расчеты и оценки настоящей работы, был использован подход, подробно описанный в работе Ермаш и др. (2018). Нами была использована численная модель каталога гало темной материи, полученного в работе Кузин и др. (2015). Модель содержит 1024^3 частиц с массой $8.536 \times 10^7 M_\odot$ в объеме $\sim 150 \text{ Мпк}^3$ с параметрами: плотностью материи $\Omega_m = 0.24$, плотностью темной энергии $\Omega_\Lambda = 0.76$, фракцией барионов $f_b = 0.16$, безразмерной постоянной Хаббла $h = 0.73$. Минимальная масса гало темной материи составила $1.7 \times 10^9 M_\odot$. Методом, описанным в работе Блэизот и др. (2005), был построен конус размером $1^\circ \times 1^\circ$. Этот метод

² spica-mission.org

³ asd.gsfc.nasa.gov/firs

заключается в том, что каждый куб, являющийся элементом большого конуса, подвергался случайной трансформации: повороту на $-\pi/2$, 0 или $+\pi/2$ по каждой из трех осей, сдвигу на случайную величину, зеркальному отражению. Такой подход позволяет избежать сложностей при построении объемного конуса из маленьких по сравнению с ним кубов. С помощью кода GRASIL (Сильва и др., 1998) была создана библиотека спектров и каждому гало из конуса был присвоен соответствующий спектр. Главным отличием использованной в настоящей работе модели Ермаш и др. (2018) от ранее опубликованной Пилипенко и др. (2017) является использование набора разных спектров, созданных с помощью этого программного кода. Кратко процедуру, согласно которой гало приписывался спектр, можно сформулировать следующим образом: в модельном конусе для каждой галактики, имеющей диск и/или балдж, была найдена ближайшая модель в пространстве параметров, задающих возраст галактики, массу звезд, массу газа, темп звездообразования, размер и металличность. Для каждого диска и балджа были созданы по 10 спектров для разных значений их угла наклона относительно луча зрения в диапазоне от 0° до 90° с шагом 10° . Угол наклона каждой галактики задавался случайным образом. Аналогично описанной выше процедуре для балджа были созданы спектры для галактик раннего типа. Для АЯГ был использован спектр из работы Лью, Рик (2017). Зная поток излучения всех источников в конусе на определенной длине волны, можно построить модельную карту яркости неба, свернутую с диаграммой направленности телескопа.

Важно отметить, что и на модельные фотометрические карты, и на подсчеты источников будет оказывать влияние эффект гравитационного линзирования далеких источников на более близких объектах. Особенно велико влияние эффекта гравитационного линзирования на больших длинах волн. Так, в рамках использованных моделей в работах Негрелло и др. (2010), Бетермин и др. (2011), Пилипенко и др. (2017) и других было показано, что ожидаемое количество линзированных источников на длине волны 500 мкм с потоком более 100 мЯн составляет около 15% всех источников и возрастает до 40% на длине волны 1 мм. В настоящей работе для учета гравитационного линзирования были использованы простейшие модели линзы: точечная линза и модель сингулярной изотермической сферы, для которых соответствующим образом вычислялся коэффициент усиления (см., например, Шнайдер и др., 1992). Отметим, что в настоящей работе будут рассматриваться события с коэффициентом усиления, большим или равным 2.

Таблица 1. Параметры длинноволнового и коротковолнового матричных приемников обсерватории “Миллиметрон”

Полоса	Длина волны (мкм)	FWHM (угл. сек)
Длинноволновый матричный приемник		
1	3000–1500	42
2	1500–850	22
3	850–450	12
4	450–300	7.5
Коротковолновый матричный приемник		
1	50–90	1–2
2	90–160	2–4
3	160–300	4–6
4	300–450	6–10

Основные параметры обсерватории “Миллиметрон” приведены в работах Смирнов и др. (2012), Кардашёв и др. (2014), Кардашёв (2017) и на официальном веб-сайте проекта в сети интернет⁴. Основу обсерватории составляет 10-метровое главное зеркало с активным охлаждением до температуры ниже 10 К. Фотометрические наблюдения будут проводиться при помощи длинноволнового матричного приемника (ДМП) и коротковолнового матричного приемника (КМП), список их рабочих полос и FWHM (полная ширина на уровне половинной амплитуды яркости наблюдаемого диска), характеризующая наилучшее возможное угловое разрешение, приведены в табл. 1. На длинах волн больше 300 мкм угловое разрешение телескопа будет ограничено дифракцией, а в самой коротковолновой полосе длин волн составит 1–2 сек. дуги. Предполагается, что чувствительность широкополосной фотометрии на коротких длинах волн сможет достигать 0.01 мЯн. Поле зрения телескопа $6' \times 6'$.

МОДЕЛЬНЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ КАРТЫ И ПОДСЧЕТЫ ЛИНЗИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Для решения задач, связанных с изучением гравитационно-линзированных систем, необходи-

⁴ millimetron.ru

Таблица 2. Предел “эффекта путаницы” (confusion limit) с уровнем значимости 5σ для наблюдений с помощью обсерватории “Миллиметррон”

Длина волны, мкм	Критерий плотности источников, мЯн	Фотометрический критерий, мЯн	Критерий вероятности отклонения, мЯн
70	1.8×10^{-3}	6×10^{-4}	1.9×10^{-3}
110	3.50×10^{-2}	3.6×10^{-3}	2.57×10^{-2}
250	2.19	1.44×10^{-1}	2.18
350	2.91	3.90	3.99
650	1.62	3.44	3.37
850	1.01	2.41	2.34
1100	6.06×10^{-1}	1.59	1.51
2000	1.66×10^{-1}	4.63×10^{-1}	4.30×10^{-1}

мо проведение фотометрических и спектроскопических наблюдений. Конечной целью фотометрических наблюдений является выделение галактик и активных ядер галактик (АЯГ), в том числе линзированных, из фотометрических карт и дальнейшее изучение их физических свойств и эволюции. Наиболее общей характеристикой, используемой в ИК и субмиллиметровой астрономии, являются подсчеты источников, т.е. количество источников с плотностью потока выше некоторого заданного значения на единицу площади. Для представления используют либо интегральную форму $N(> S)[\text{град}^{-2}]$, либо дифференциальную $dN/dS[\text{мЯн}^{-1}\text{град}^{-2}]$. Знание этой характеристики позволяет оценить величину фона неразрешенных источников, так называемого “эффекта путаницы”, для разных длин волн. Этот эффект возникает, когда в диаграмму направленности телескопа попадает больше одного источника. Так как в далеком ИК и субмиллиметровом диапазоне диаграмма направленности телескопа с одиночным зеркалом довольно широкая (см. табл. 1) и большая плотность источников, то наблюдения в этих диапазонах подвержены эффекту путаницы. Ожидаемая величина этого эффекта (confusion limit) для обсерватории “Миллиметррон” с уровнем значимости 5σ показана в табл. 2 для нескольких длин волн. Наши расчеты показывают, что, например, на длине волны 110 мкм эта величина составляет $\sim 10^{-2}$ мЯн, т.е. на два порядка лучше, чем для обсерватории Herschel.

Как было отмечено другими авторами (см., например, Бетермин и др., 2011; Пилипенко и

др., 2017; Ермаш и др., 2018) гравитационное линзирование заметно влияет на форму кривой зависимости количества источников от величины потока, внося наиболее значительный вклад в субмм и миллиметровом диапазонах длин волн для потоков ≥ 100 мЯн. Это наглядно продемонстрировано на рис. 1, на котором на верхней панели показаны дифференциальные подсчеты источников в нормированных Евклидовых единицах для длины волны 650 мкм в случае модели VM из работы Бетермин и др. (2011) и модели P2017 из работы Пилипенко и др. (2017), на средней панели — производная подсчетов источников для модели VM, на нижней панели — изменения в подсчетах источников из-за эффекта линзирования.

Гравитационно-линзированные источники на модельных картах

Для демонстрации возможности фотометрических наблюдений линзированных источников на рис. 2 и 3 приведены модельные карты небольшого участка неба размером $3' \times 3'$ для восьми длин волн от 70 до 2000 мкм, которые будут доступны для наблюдения с помощью обсерватории “Миллиметррон”. Размер площадки в несколько угловых минут примерно соответствует полю зрения телескопа в моде одиночного зеркала.

При построении карт были использованы следующие упрощающие предположения: источники рассматривались точечными, использована гауссова диаграмма направленности телескопа. Интенсивность на картах показана в логарифмической

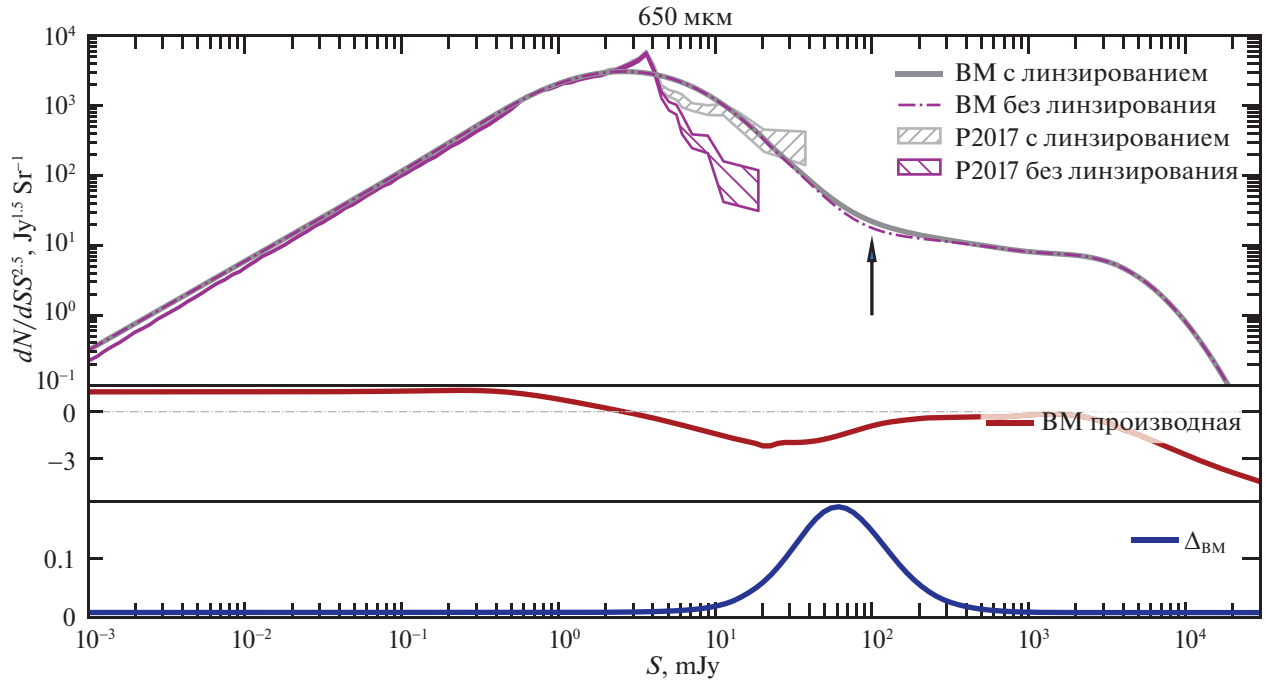


Рис. 1. Верхняя панель — дифференциальные подсчеты источников в нормированных Евклидовых единицах на длине волны 650 мкм для модели ВМ из работы Бетермин и др. (2011) и модели P2017 из работы Пилипенко и др. (2017), средняя панель — производная подсчетов источников для модели ВМ, нижняя панель — изменения в подсчетах источников из-за эффекта линзирования.

шкале. Размер пикселя карт увеличивается с ростом длины волн. Так, например, он равен $0.6''$ на длине волны 70 мкм, $0.9''$ на длине волны 110 мкм, $2''$ на 250 мкм, $2.8''$ на 350 мкм, $4''$ на длине волны 500 мкм и т.д.

С целью наглядной иллюстрации линзированных источников на модельных картах был использован следующий прием цветопередачи в трех каналах R, G, B . Пусть в отсутствие потока от источника интенсивность пикселя в цветовых каналах составляет R_{old}, G_{old} и B_{old} . Если в пиксель попадает поток от нелинзированного источника, равный S_ν , то интенсивность в цветовых каналах в этом пикселе будет

$$\begin{aligned} R_{new} &= R_{old} + S_\nu, \\ G_{new} &= G_{old} + S_\nu, \\ B_{new} &= B_{old} + S_\nu \end{aligned}$$

Если в пиксель попадает поток от линзированного источника с коэффициентом усиления μ_{obj}^* , то интенсивность в цветовых каналах в этом пикселе будет

$$\begin{aligned} R_{new} &= R_{old} + S_\nu \times \\ &(1 + (\mu_{obj} - \mu_{min})/(\mu_{max} - \mu_{min})2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_{new} &= G_{old} + S_\nu \times \\ &(1 - (\mu_{obj} - \mu_{min})/(\mu_{max} - \mu_{min})), \\ B_{new} &= B_{old} + S_\nu \times \\ &(1 - (\mu_{obj} - \mu_{min})/(\mu_{max} - \mu_{min})), \end{aligned}$$

где $\mu_{obj} = \min(\mu_{obj}^*, \mu_{max})$, μ_{min} — минимальное значение коэффициента усиления, μ_{max} — максимальное значение коэффициента усиления.

Очевидно, что для нелинзированного источника коэффициент усиления равен единице. Будем считать его минимальным значением коэффициента усиления μ_{min} . В случае точечного источника при его удачном попадании в каустику коэффициент усиления может достигать очень больших значений. Однако в реальности источники имеют конечный размер, что существенно ограничивает значение коэффициента усиления, и, кроме того, вероятность попадания источника в каустику невелика. Как будет показано ниже, в рамках использованной в настоящей работе модели количество источников, у которых коэффициент усиления больше $\sim 2-3$, относительно невелико. Поэтому для адекватного воспроизведения распределения линзированных источников на модельных картах μ_{max} выбрано равным 3, что позволяет выделить цветом большую часть линзированных источников,

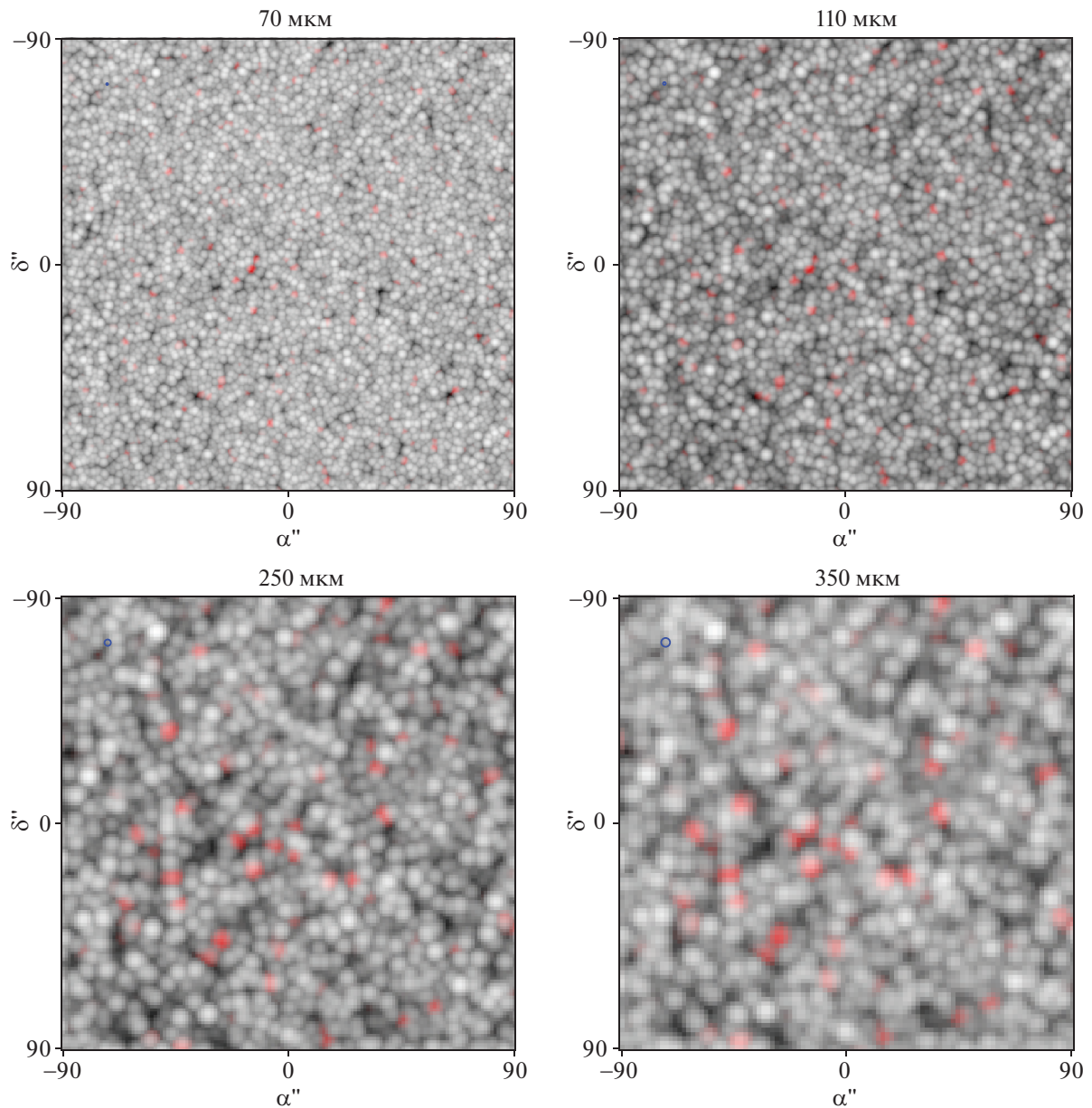


Рис. 2. Модельные карты участка неба $3' \times 3'$ для длин волн 70, 110, 250 и 350 мкм. Качество изображения дифракционное, диаметр зеркала телескопа составляет 10 метров. Круг синего цвета в левом верхнем ряду соответствует угловому разрешению приемника. Красным цветом показаны линзированные источники с коэффициентом усиления, большим или равным 2. (Подробности см. в тексте).

а не только источники с максимальными коэффициентами усиления.

Из модельных карт на рис. 2 и 3 видно, что с ростом длины волны доля наблюдаемых линзированных источников увеличивается, а угловое разрешение ухудшается. Рост числа линзированных источников с длиной волны объясняется увеличением вклада далеких объектов, что было отмечено во многих работах, посвященных как моделированию, так и результатам наблюдений (см., например, Негрелло и др., 2007, 2010; Бетермин и др., 2011, и ссылки в них). Это связано с отрицательной К-

поправкой в субмм и миллиметровом диапазоне длин волн, в силу чего поток источников в широком диапазоне красных смещений $z \approx 1 - 4$ не зависит от красного смещения.

Подсчеты гравитационно-линзированных источников

Для решения поставленных научных задач и планирования стратегии наблюдений необходимо оценить количество гравитационно-линзированных систем, доступных для наблюдений на разных

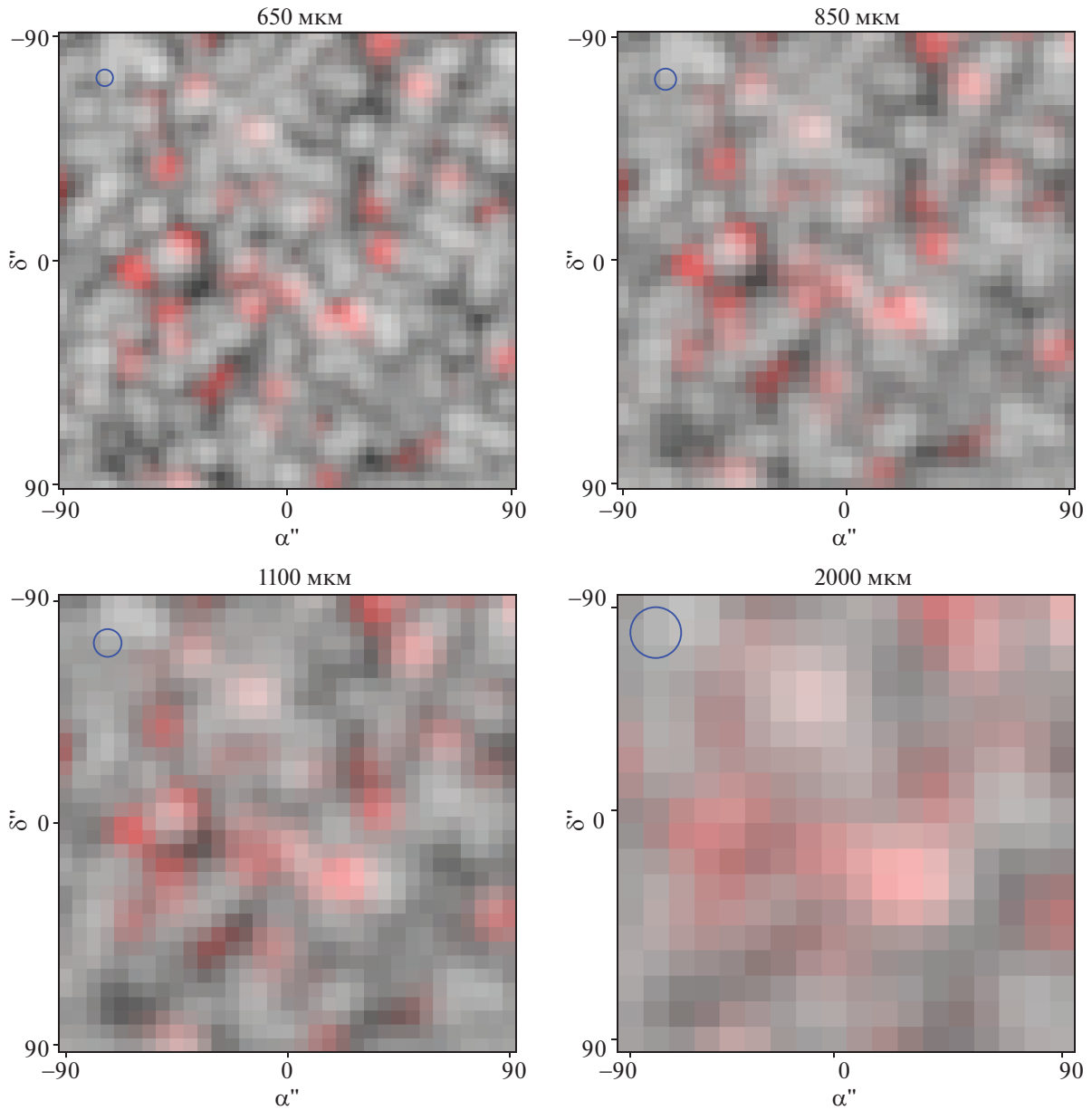


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для длин волн 650, 850, 1100 и 2000 мкм.

длинах волн. Для этого с помощью описанной выше модели были вычислены как интегральные функции распределения линзированных источников с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$, так и дифференциальные функции распределения для диапазона длин волн от 70 до 1000 мкм. Полученные результаты показаны на рис. 4, где вверху приведена интегральная функция распределения $N(S)$, а внизу дифференциальная функция распределения в нормированных Евклидовых единицах, которые используются для удобства представления этого распределения по широкому диапазону потоков. Из проведенных расчетов следует, что в далеком ИК и субмиллиметровом

диапазонах число линзированных источников с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$ и потоком ≥ 1 мЯн составит ~ 1000 при наблюдении площадки на небе площадью 1 кв. град.

Для оценки потенциально наблюдаемых линзированных источников с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$, находящихся на разных красных смещениях, в том числе на $z \geq 2$, важно знать их распределение по красному смещению. Это распределение показано на рис. 5а. Количество линзированных источников растет до $z \sim 1.5$ на всех длинах волн, затем для далекого ИК-диапазона оно уменьшается и практически не меняется для субмиллиметрового

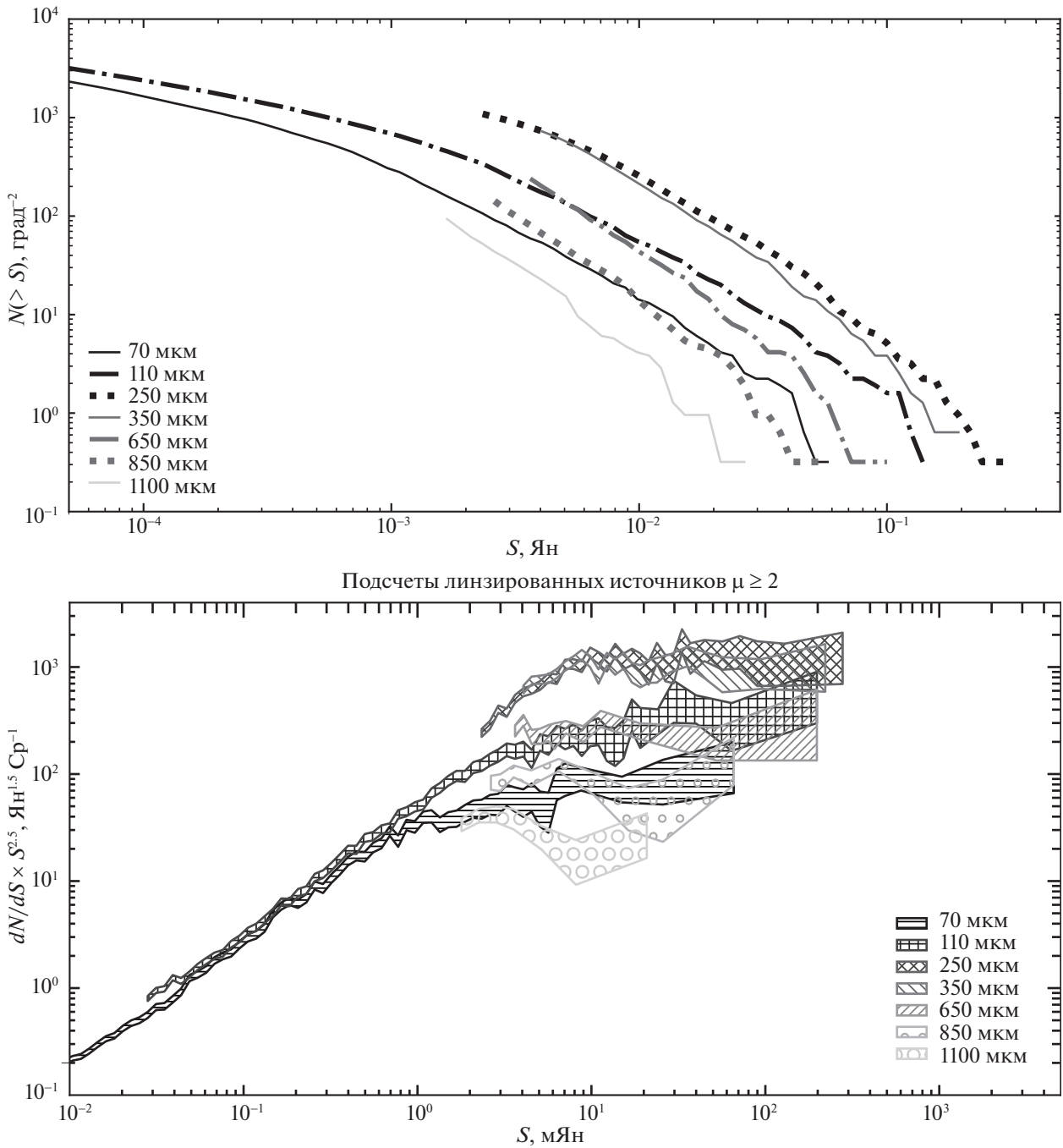


Рис. 4. Подсчеты гравитационно-линзированных источников с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$ для длин волн: 70, 110, 250, 350, 650, 850, 1100 мкм. Вверху — интегральная функция распределения $N(S)$; внизу — дифференциальная функция распределения.

и миллиметрового из-за значительной отрицательной К-поправки в этом диапазоне.

Нормированное распределение линзированных источников с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$ по коэффициенту усиления показано на рис. 5б. Из этого распределения видно, что для подавляющего большинства сильно линзированных источников μ будет лежать в диапазоне от 2 до 5, что совпадает

с результатами наблюдений обсерватории Herschel на длине волны 500 мкм выборки ярких линзированных источников (с потоками >100 мЯн), для которых среднее значение $\mu \approx 6_{-3}^{+5}$ (Буссман и др., 2013).

Для оценки типичного ожидаемого углового расстояния между изображениями линзированного

Распределение источников по красному смещению с $\mu \geq 2$ и потоком, большим шума путаницы

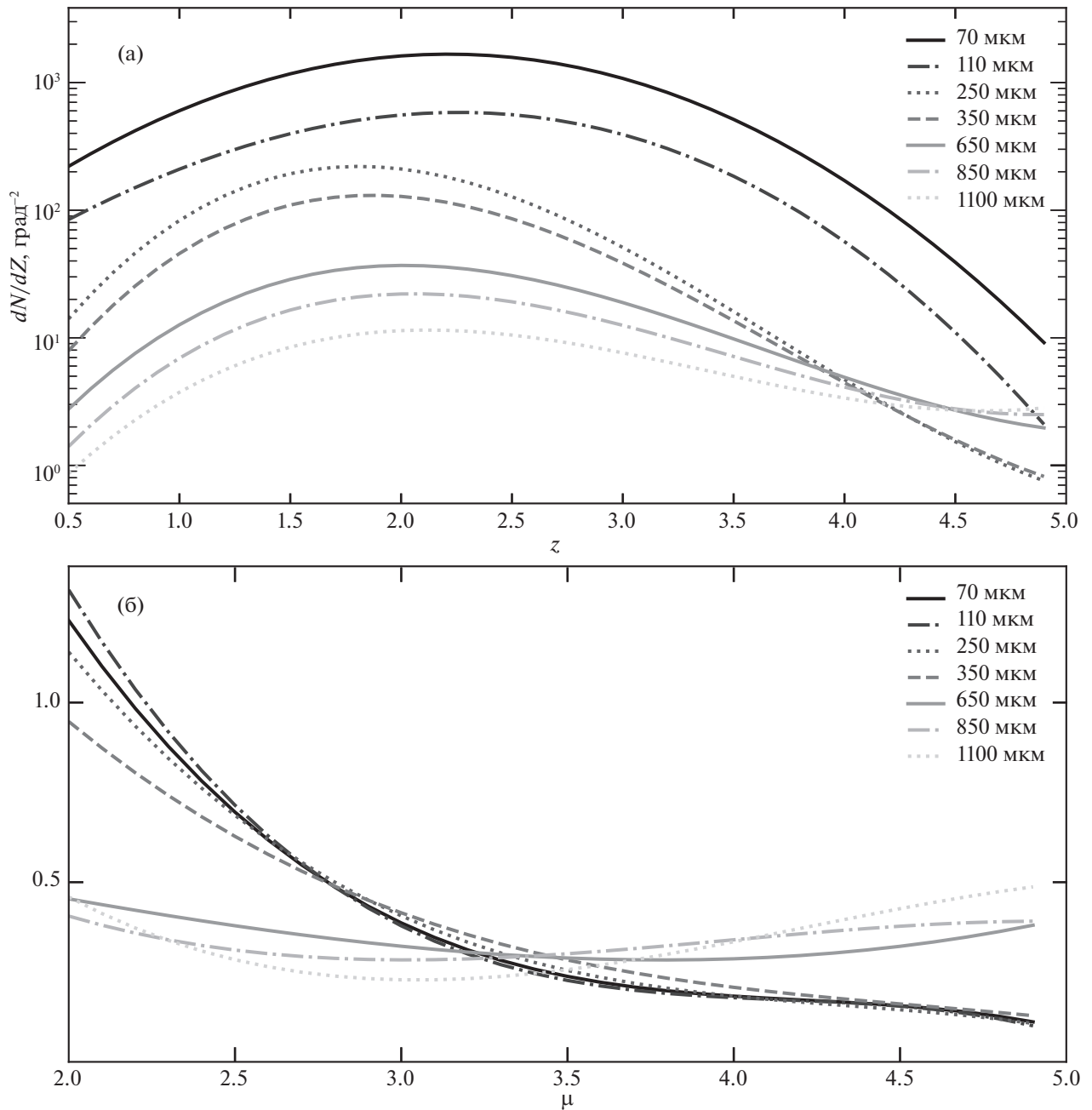


Рис. 5. (а) — распределение гравитационно-линзированных источников с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$ по красному смещению z для длин волн: 70, 110, 250, 350, 650, 850, 1100 $\mu\text{км}$; (б) — нормированное распределение гравитационно-линзированных источников по коэффициенту усиления для тех же длин волн, (в) — гистограмма распределения линз по массам в $\log(M_{\text{sun}})$ для событий линзирования с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$.

источника необходимо иметь информацию о распределении линзирующих объектов (галактик и их скоплений) по массе. Это распределение показано на рис. 5 на нижней панели. Из этого рисунка видно, что максимум распределения линз по массам приходится на объекты с массой $10^{11} M_{\odot}$. Для линзы с такой массой угловое расстояние между

изображениями будет порядка угловой секунды, что сопоставимо с угловым разрешением КМП (см. табл. 1). Важно отметить, что для линзированных DSFGs галактик, которые были обнаружены на SPT (South Pole Telescope) и затем наблюдались с хорошим угловым разрешением на интерферометре ALMA, угловое расстояние между их изображе-

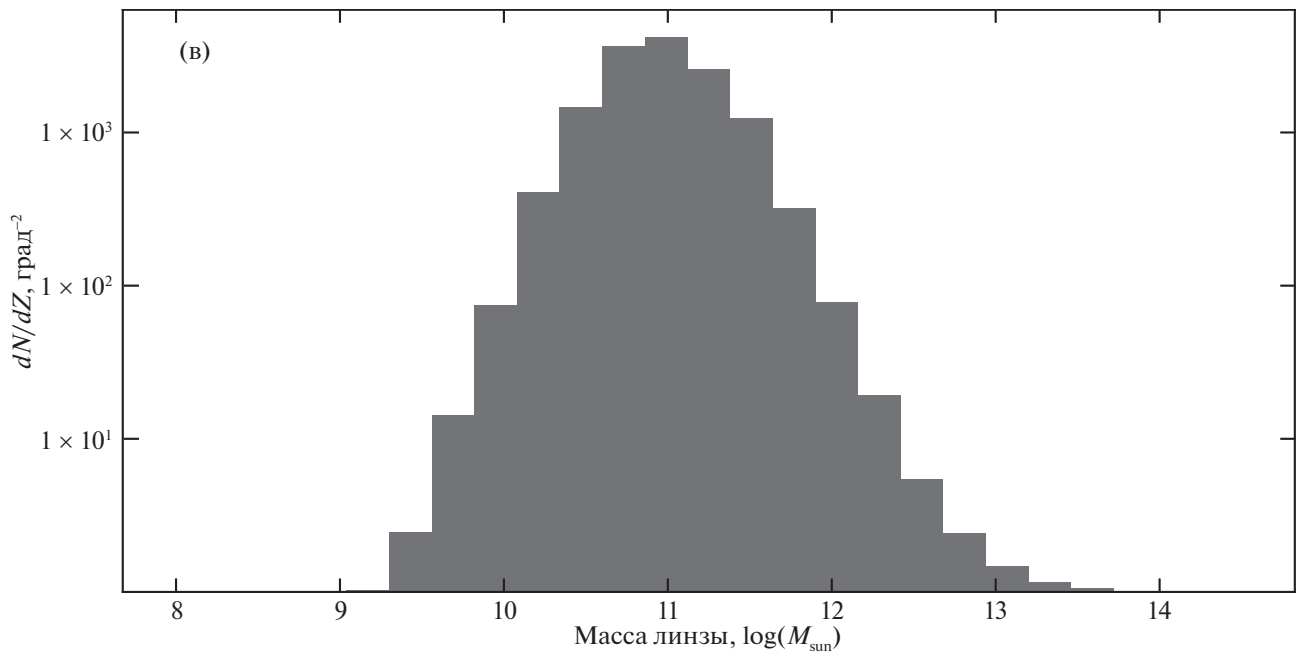


Рис. 5. Окончание.

ниями составляет $\sim 1 - 2$ угл. сек (см., например, Хезаве и др., 2013), что совпадает с максимумом распределения линз по массе настоящей работы. Из полученного распределения линз по массе можно сделать вывод о том, что примерно половина линзированных источников будет иметь угловое расстояние между изображениями порядка или больше угловой секунды.

НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ РЕШЕНИЯ

Перейдем к рассмотрению наиболее актуальных научных задач, для решения которых могут быть использованы наблюдения гравитационно-линзированных систем в далеком ИК, субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн.

Независимое определение постоянной Хаббла

Как было уже сказано выше, одной из важных наблюдательных задач является определение постоянной Хаббла H_0 , которая характеризует современный темп расширения Вселенной, а также ее возраст, размер и критическую плотность. На сегодняшний момент на уровне значимости 4.4σ выявлено расхождение между значением $H_0 = 74.03 \pm 1.42$ (км/с)/Мпк, полученным в результате локальных измерений с помощью “лестницы расстояний” по данным наблюдений на телескопе им. Хаббла (Риесс и др., 2019), и значением $H_0 = 67.4 \pm 0.5$ (км/с)/Мпк, экстраполированным из измеренного обсерваторией Планк космического

микроволнового фона в предположении Λ CDM модели (Коллаборация Планк и др., 2018). При этом данные, полученные из анализа звуковых барионных осцилляций, совместно с данными по сверхновым первого типа (SNe Ia) дают значение постоянной Хаббла, близкое к значению, полученному обсерваторией Планк $H_0 = 67.3 \pm 1.0$ (км/с)/Мпк (Алам и др., 2017). Измерения H_0 , полученные из наблюдений мегагалактик $H_0 = 66.0 \pm 6.0$ (км/с)/Мпк (Гао и др., 2016) и $H_0 = 69.8 \pm 0.8(\pm 1.1\%stat) \pm 1.7(\pm 2.4\%sys)$ (км/с)/Мпк в программе наблюдений Carnegie Chicago Hubble Program (Фридман и др., 2019), также близки к этому значению.

Таким образом, результаты наблюдений показывают, что, возможно, для близкой и далекой Вселенной постоянная Хаббла различна. Если это действительно так, то возникает необходимость модификации Λ CDM модели. В частности, следует рассматривать динамическую темную энергию, ненулевую кривизну, большее число эффективных релятивистских частиц и т.д. А для выяснения природы расхождения H_0 необходимо использовать независимые методы ее измерения. Одним из таких методов является измерение так называемого расстояния запаздывания между изображениями линзированного переменного во времени яркого источника (например, квазара или сверхновой), впервые предложенный в работе Рефсдал (1964). Расстояние запаздывания обратно пропорционально значению постоянной Хаббла, поэтому его можно использовать для ограничения как постоянной

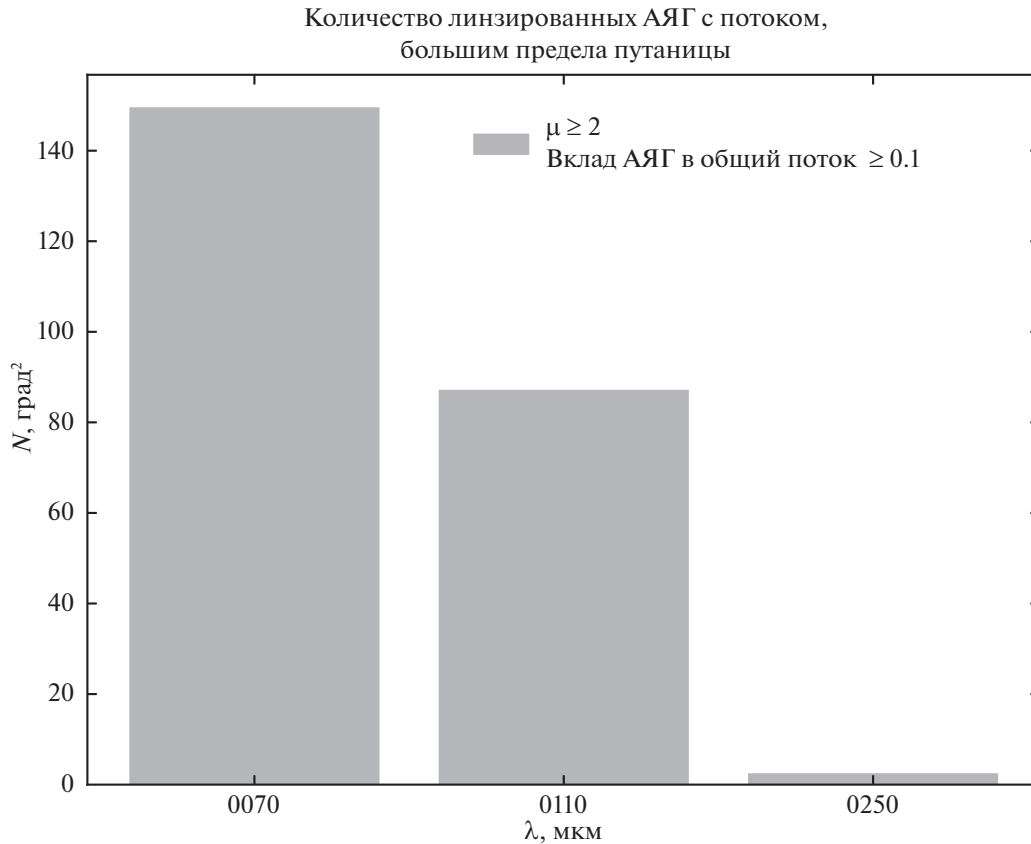


Рис. 6. Гистограмма числа линзированных АЯГ на длинах волн 70–250 мкм с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$ и потоком, большим предела путаницы.

Хаббла, так и других космологических параметров. Для определения этого расстояния измеряется задержка между временем прихода фотонов для разных изображений источника. Однако только измеренного запаздывания между изображениями недостаточно, чтобы определить H_0 с хорошей точностью (см., например, Ларченкова и др., 2011)). В работе Суйу и др. (2014) было показано, что для одного события сильного линзирования при наличии измеренного запаздывания и целого ряда дополнительных наблюдательных данных можно определить значение постоянной Хаббла с точностью примерно 7–8%. На сегодняшний день постоянная Хаббла измерена с точностью 2.4% по результатам анализа шести линзированных квазаров и равна $73.3^{+1.7}_{-1.8}$ (км/с)/Мпк (Вонг и др., 2019). Таким образом, с учетом этого результата расхождение между значениями H_0 по данным анализа ранней и локальной Вселенной составляет 5.3σ . Однако для того, чтобы разрешить проблему расхождения значений постоянной Хаббла из разных экспериментов и получить значимую информацию о свойствах темной энергии, необходима точность на уровне 1%. Для достижения такой точности необходимо иметь подробную информацию, в том числе

временное запаздывание между изображениями, примерно для 40 гравитационно-линзированных систем (см., например, Вонг и др., 2019, и ссылки в ней).

Перечисленные выше значения постоянной Хаббла были получены по данным наблюдений либо в оптическом и ближнем ИК-диапазоне, либо в радиодиапазоне. Дополнительную информацию возможно будет получить из наблюдений гравитационно-линзированных систем в далеком ИК и субмиллиметровом диапазонах длин волн с помощью обсерватории “Миллиметрон”. Согласно табл. 1 разрешение прибора в самой коротковолновой части составит порядка 1–2 сек. дуги при высокой чувствительности широкополосной фотометрии вплоть до 0.01 мЯн.

Чтобы оценить количество потенциально наблюдаемых гравитационно-линзированных систем, пригодных для определения H_0 , необходимо знать: во-первых, количество линзированных активных ядер галактик (АЯГ) с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$ в далеком ИК-диапазоне; во-вторых, распределение линз по массам, чтобы оценить угловое расстояние между изображениями. Количество линзированных квазаров с коэффициентом усиления $\mu \geq 2$ на длине волны 70–250 мкм с потоками

выше предела, связанного с “эффектом путаницы”, показано в виде гистограммы на рис. 6. При этом предполагалось, что доля потока, приходящегося на АЯГ, составляет ≥ 0.1 от потока излучения всех источников. Из этого рисунка видно, что можно ожидать регистрацию примерно 140 линзированных АЯГ с $\mu \geq 2$, наблюдая область неба площадью один квадратный градус в диапазоне частот 70–250 мкм. Гистограмма распределения линз по массам показана на рис. 5в. Из этого распределения можно сделать вывод о том, что примерно половина линзированных АЯГ будет иметь угловое расстояние между изображениями порядка угловой секунды, а $\sim 15\%$ больше 2 угл. сек. Согласно этим оценкам, чтобы зарегистрировать около 40 линзированных АЯГ с угловым расстоянием между изображениями, превышающим 2 угл. сек, потребуется провести обзор площади неба не менее 2 кв. градусов. Принимая скорость сканирования 0.005 кв. градуса в минуту на самой короткой длине волны обсерватории Миллиметрон длительность таких сканирующих наблюдений составит около 7 ч.

Для решения поставленной задачи также перспективно наблюдать уже обнаруженные в других диапазонах гравитационно-линзированные АЯГ, для которых измерены временные запаздывания между изображениями источника. Наблюдения АЯГ в далеком ИК-диапазоне позволят получить дополнительную информацию, которая совместно с данными других частотных диапазонов позволит независимо определить постоянную Хаббла с необходимой точностью для установления различия этого космологического параметра в далекой и ближней Вселенной. Необходимо отметить, что как и для всех задач, связанных с исследованием гравитационно-линзированных источников, для решения этой научной задачи, помимо чувствительных, с хорошим угловым разрешением фотометрических наблюдений необходимы спектроскопические наблюдения высокого разрешения для определения с высокой точностью спектроскопических значений красного смещения источников и линз.

Далекie галактики с большим количеством пыли и активным звездообразованием

Галактики этого типа (DSFG) являются наиболее массивными и экстремальными по темпу звездообразования: их характерная звездная масса и темп звездообразования составляют $\sim 10^{10} M_{\odot}$ и $\sim 100 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ соответственно (см., например, обзор Кэси и др., 2014, и ссылки в нем). Вследствие столь высокого темпа звездообразования в этих галактиках наблюдается большое количество пыли.

Более 95% излучения приходит от горячих, молодых звезд, окруженных пылью, на которой происходит переизлучение УФ-излучения в диапазон далекого ИК-излучения (см., например, Сандерс, Мирабель, 1996; Блэйн и др., 2002). В близкой Вселенной эти галактики встречаются редко, а на $z \sim 2$ их распространенность увеличивается примерно в 1000 раз и на этом красном смещении они вносят основной вклад в процесс звездообразования Вселенной (см., например, обзор Кэси и др., 2014, и ссылки в нем). Вероятно, DSFG галактики являются либо результатом слияния галактик, либо представляют собой массивные богатые газом дисковые галактики в интенсивной стадии звездообразования (см., например, Ивисон и др., 2012; Ходж и др., 2016).

На больших красных смещениях ($z > 2.5$) пространственная плотность DSFG галактик неизвестна, а также неизвестен их вклад в процесс звездообразования Вселенной. При этом изучение свойств DSFG галактик при таких красных смещениях критично для понимания механизма формирования галактик и процессов звездообразования в ранней Вселенной, а также для понимания механизмов образования пыли в ранней Вселенной (сверхновые, AGB звезды или рост пылинок в межзвездной среде).

К настоящему времени обнаружено 77 кандидатов в яркие линзированные DSFG галактики по данным обзоров HerMES Large Mode Survey и Herschel Stripe 82 Survey, которые покрывают на небе площадь 372 кв. градусов (Найери и др., 2016). Кроме того, имеются еще сотни потенциальных кандидатов (Виейра и др., 2013). Как уже было отмечено выше, вследствие значительной отрицательной K-поправки в субмиллиметровом диапазоне для поиска линзированных галактик, находящихся на больших красных смещениях, предпочтительны широкие по площади неглубокие обзоры.

Ожидаемое количество линзированных галактик с коэффициентом линзирования $\mu \geq 2$ при наблюдении обсерваторией “Миллиметрон” области неба площадью один квадратный градус (см. кривые подсчетов линзированных источников на рис. 4) составляет $10^2 - 10^3$ в зависимости от длины волны. Благодаря высокой чувствительности, скорость сканирования выбранных площадок на небе будет составлять порядка 0.05 кв. градуса в минуту на длинах волн больше 110 мкм и на порядок меньше на более коротких длинах волн. Таким образом, область неба площадью 1 кв. градус, соответственно, может быть просканирована обсерваторией Миллиметрон за ~ 20 и ~ 200 мин

в зависимости от длины волны. Согласно вышеприведенным оценкам около 90% сильно линзированных объектов будут являться далекими галактиками типа DSFG. Однако для окончательного установления их природы потребуется получить спектры и провести их анализ. Для расширения выборки DSFGs галактик с красным смещением $z \sim 1-2$, а также поиска слабых далеких источников перспективными представляются наблюдения массивных скоплений галактик в далеком ИК и субмиллиметровом диапазонах (см., например, Земцов и др., 2013). Так как основное население скоплений галактик составляют галактики раннего типа, которые практически не излучают в субмиллиметровом диапазоне, то скопления являются прозрачной линзой для фоновых субмиллиметровых галактик, в том числе DSFGs галактик. При формировании выборки скоплений для наблюдений следует включить скопления из обзоров “The Herschel Lensing Survey” и “HST Frontier Field Coverage”, которые благодаря возможностям обсерватории Миллиметрон будут просканированы примерно на два порядка быстрее по времени по сравнению с обсерваторией Гершель. При этом для многих из этих скоплений известно распределение гравитационного потенциала и с хорошей точностью определены расстояния до них, т.е. построены надежные модели линзы.

Первые галактики

Не менее важная космологическая задача связана с изучением свойств самых ранних галактик, которые, вероятно, сыграли ключевую роль в процессе реионизации Вселенной и радиационном разогреве межгалактического газа на красных смещениях $z \approx 7-12$ (см., например, Какиичи и др., 2016). Этот нагрев межгалактического газа препятствует попаданию барионов в субгало с малой массой, т.е. приводит к уменьшению числа маломассивных гало, содержащих звезды. В свою очередь разогрев межзвездной среды подавляет процесс звездообразования в массивных гало, т.е. приводит к снижению темпа звездообразования. Ожидается, что значения массы, светимости и количества металлов в ранних галактиках близки к значениям этих параметров для спутников нашей Галактики и Андромеды. Исследования карликовых галактик Локальной Группы показали, что активное образование металлов возможно как непосредственно сразу после образования галактики, так и в более поздний период (Вейез и др., 2014). Для того, чтобы понять, по какому сценарию этот процесс происходит в первых галактиках, необходимо наблюдать галактики, расположенные на больших красных смещениях.

Вероятно, что с первыми галактиками тесно связаны так называемые Лайман-альфа эмиттеры

(LAE). Это чрезвычайно яркие объекты, которые излучают значительную часть своей энергии в линии $L\alpha$ атомарного водорода в результате рассеяния УФ-излучения центрального источника (или области активного звездообразования) в окружающей его оболочке, состоящей из нейтрального или слабо ионизованного водорода. Так как эти объекты распределены в широком диапазоне красных смещений вплоть до $z \sim 11$, то они играют важную роль в реионизации Вселенной. На сегодняшний день по наблюдениям нескольких сотен кандидатов в LAE (см., например, Хао и др., 2018; Шибуюя и др., 2018) сделан вывод о том, что LAE являются маломассивными галактиками с активным звездообразованием, которые можно считать прообразами карликовых галактик Местной Группы.

LAE, расположенные на больших красных смещениях, могут наблюдаться и в линиях серии Пашена и Брекета, излучение которых попадает в частотный диапазон обсерватории “Миллиметрон”. Несмотря на то, что интенсивность этих линий мала, чувствительность инструментов обсерватории ($\sim 10^{-22}$ Вт/м²) позволит их зарегистрировать. Более того, усиление потока таких объектов в результате гравитационного линзирования на скоплениях галактик делает их регистрацию еще более вероятной.

Предпочтительными мишенями для регистрации излучения LAE являются массивные скопления галактик, список которых приведен в работе Коэ и др. (2019). В рамках программы “Миллиметрон” предполагается провести обзор около сотни скоплений для решения одной из ключевых задач проекта. Принимая во внимание результаты Коэ и др. (2019), мы ожидаем зарегистрировать несколько сотен кандидатов в LAE галактики. Для отобранных кандидатов будет проведен также анализ наиболее ярких спектральных линий в субмиллиметровом и миллиметровом диапазоне, таких как [CII] 158 мкм, [OIII] 88 мкм, [OI] 63 мкм и линии переходов молекулы CO. За последнее время достигнут значительный прогресс в спектроскопии линзированных галактик, в том числе линзированных скоплениями (см., например, Старк и др., 2014, 2015). В частности, в работах (Канекар и др., 2013; Лапорте и др., 2019; Матти и др., 2019) было показано, что в линзированных LAE не обнаружена линия [CII], которая хорошо наблюдается в субмиллиметровых галактиках. Обсерватория Миллиметрон позволит значительно увеличить выборку наблюдаемых линзированных LAE и провести анализ в диапазоне излучения этой линии с высокой чувствительностью и спектральным разрешением. Таким образом, это позволит проверить гипотезу существования разных видов LAE галактик.

Другие научные задачи

Известно, что численные расчеты, проведенные в соответствии со стандартной Λ CDM моделью, хорошо воспроизводят крупномасштабную структуру Вселенной, но количество наблюдаемых галактик заметно меньше моделированного. Это так называемая проблема спутников. Поэтому определение числа галактик с малой массой важно для выбора космологической модели и модели темной материи. Сильное гравитационное линзирование обеспечивает наиболее прямой метод количественного определения распределения темной материи в субгалактических масштабах.

В работе Мао и Шнайдер (1998) впервые было предложено использовать наблюдаемые соотношения потоков от изображений линзированных квазаров для ограничения количества маломассивных структур (субгало) в галактиках — линзах. В работе Далал и Кочанек (2002) была использована сравнительно небольшая выборка, состоящая из семи линзированных квазаров, для получения статистических ограничений на количество спроецированной массы, которая заключена в субструктурах. И было показано, что в целом это количество совпадает с результатами численного моделирования в рамках CDM модели. Эта проблема была рассмотрена и в работе Меткалф и Зао (2002). В то же время подобный анализ (Ксу и др., 2009, 2015) показал, что предсказанной численными методами популяции субструктур недостаточно для воспроизведения наблюдаемых аномалий соотношений потоков линзированных изображений. Вероятно, эти аномалии объясняются наличием сложных барионных структур в галактиках-линзах, а также наличием темных субгало, расположенных на луче зрения.

Помимо исследования наблюдаемых аномальных соотношений потоков от линзированных изображений используются и другие методы выявления субструктур в сильно линзированных источниках. Одним из таких методов является техника “гравитационного изображения”, которая использует образовавшиеся в результате линзирования протяженные яркие дуги и кольца Эйнштейна для обнаружения и измерения массы отдельных субгало (см., например, Купманс, 2005; Вегетти и Купманс, 2009). Этот метод рассматривает субструктуры не как аналитические комки массы, а как пиксельные линейные поправки общего потенциала линзирования. Таким образом, он не требует каких-либо предварительных предположений о количестве подструктур, а также об их профиле плотности и красном смещении. Более того, с его помощью можно легко отличить субструктуру от плавного, но сложного, распределения массы, поэтому этот метод менее подвержен ложным обнаружениям.

Однако, в отличие от исследований аномалий соотношения потоков, для обнаружения субгало с меньшей массой требуются наблюдательные данные с высоким разрешением и большим динамическим диапазоном по потоку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы обсудили возможности наблюдений гравитационно-линзированных внегалактических источников в далеком инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах электромагнитного спектра ближайшей запланированной к запуску космической обсерваторией этого диапазона с активным охлаждением зеркала телескопа до криогенных температур — обсерваторией “Миллиметрон”. Все расчеты выполнены с учетом заявленных технических параметров этой обсерватории, в частности, холодного (с температурой <10 K) 10 метрового главного зеркала с высокочувствительными приемниками, работающими в диапазоне волн от 70 до 2000 мкм. Выполнены детальные подсчеты линзированных источников для разных длин волн в диапазоне от 70 до 2000 мкм. Получены распределения линзированных источников в зависимости от красного смещения и коэффициента усиления, а также распределение линз по массам. Построены модельные фотометрические карты неба, на которых впервые наглядно показан вклад от линзированных источников. Продемонстрирована возможность решения актуальных космологических и астрофизических задач, связанных с наблюдениями гравитационно-линзированных систем в изучаемом диапазоне длин волн, таких как изучение свойств далеких галактик с активным звездообразованием и значительным количеством пыли (DSFGs), исследование самых первых галактик, таких как Лайман-альфа эмиттеры, независимое определение постоянной Хаббла и других параметров космологической модели (например, темной энергии), детектирование субгало, исследование распределения темной материи в галактиках и массивных скоплениях галактик.

Работа выполнена при частичной поддержке программы КП19–270 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алам и др. (S. Alam, M. Ata, S. Bailey, F. Beutler, D. Bizyaev, J.A. Blazek, A.S. Bolton, J.R. Brownstein, et al.), MNRAS **470**, 2617 (2017).
2. Аретсага и др. (I. Aretxaga, G.W. Wilson, E. Aguilar, S. Alberts, K.S. Scott, N. Scoville, M.S. Yun, J. Aустерманн, et al.), MNRAS **415**, 3831 (2011).

3. Бетермин и др. (M. Béthermin, H. Dole, G. Lagache, D. Le Borgne, and A. Penin), *Astron. Astrophys.* **529**, A4 (2011).
4. Блэизот и др. (J. Blaizot, Y. Wadadekar, B. Guiderdoni, S.T. Colombi, E. Bertin, F.R. Bouchet, J.E. G. Devriendt, and S. Hatton), *MNRAS* **360**, 159 (2005).
5. Блэйн и др. (A.W. Blain, I. Smail, R.J. Ivison, J.-P. Kneib, and D.T. Frayer), *Physics Reports* **369**, 111 (2002).
6. Блэндфорд, Нараян (R.D. Blandford and R. Narayan), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 311 (1992).
7. Буссман и др. (R.S. Bussmann, I. Pérez-Fournon, S. Amber, J. Calanog, M.A. Gurwell, H. Dannerbauer, F. De Bernardis, H. Fu, et al.), *Astrrophys. J.* **779**, 25 (2013).
8. Вегетти, Купманс (S. Vegetti and L.V.E. Koopmans), *MNRAS* **392**, 945 (2009).
9. Вейсз и др. (D.R. Weisz, A.E. Dolphin, E.D. Skillman, J. Holtzman, K.M. Gilbert, J.J. Dalcanton, and B.F. Williams), *Astrophys. J.* **789**, 148 (2014).
10. Виейра и др. (J.D. Vieira, D.P. Marrone, S.C. Chapman, C. De Breuck, Y.D. Hezaveh, A. Weiß, J.E. Aguirre, K.A. Aird, et al.), *Nature* **495**, 344 (2013).
11. Вонг и др. (K.C. Wong, S.H. Suyu, G.C.-F. Chen, C.E. Rusu, M. Millon, D. Sluse, V. Bonvin, C.D. Fassnacht, et al.), arXiv e-prints, (2019).
12. Вэлш и др. (D. Walsh, R.F. Carswell, and R.J. Weymann), *Nature* **279**, 381 (1979).
13. Гао и др. (F. Gao, J.A. Braatz, M.J. Reid, K.Y. Lo, J.J. Condon, C. Henkel, C.Y. Kuo, C.M.V. Impellizzeri, et al.), *Astrophys. J.* **817**, 128 (2016).
14. Далал, Кочанек (N. Dalal and C.S. Kochanek), *Astrophys. J.* **572**, 25 (2002).
15. Ермаш и др. (A.A. Ermash, S.V. Pilipenko, and V.N. Lukash), arXiv e-prints, (2018).
16. Земцов и др. (M. Zemcov, A. Blain, A. Cooray, M. Béthermin, J. Bock, D.L. Clements, A. Conley, L. Conversi, et al.), *Astrophys. J.* **769**, L31 (2013).
17. Ивисон и др. (R.J. Ivison, I. Smail, A. Amblard, V. Arumugam, C. De Breuck, B.H.C. Emonts, I. Feain, T.R. Greve, et al.), *MNRAS* **425**, 1320 (2012).
18. Какиичи и др. (K. Kakiichi, M. Dijkstra, B. Ciardi, and L. Graziani), *MNRAS* **463**, 4019 (2016).
19. Канекар и др. (N. Kanekar, J. Wagg, R.R. Chary, and C.L. Carilli), *Astrophys. J.* **771**, L20 (2013).
20. Кардашев и др. (N.S. Kardashev, I.D. Novikov, V.N. Lukash, S.V. Pilipenko, E.V. Mikheeva, D.V. Bisikalo, D.S. Wiebe, A.G. Doroshkevich, et al.), *Phys. Uspekhi* **57**, 1199 (2014).
21. Кардашев (N.S. Kardashev), *Астрон. Журн.* **61**, 310 (2017).
22. Кови и др. (L.L. Cowie, J. González-López, A.J. Barger, F.E. Bauer, L.-Y. Hsu, and W.-H. Wang), *Astrophys. J.* **865**, 106 (2018).
23. Коллаборация Планк и др. (Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A.J. Banday, et al.), arXiv e-prints, (2018).
24. Кочанек (C.S. Kochanek) *Astrophys. J.* **373**, 354 (1991)
25. Коэ и др. (D. Coe, B. Salmon, M. Bradac, L.D. Bradley, K. Sharon, A. Zitrin, A. Acebron, C. Cerny, et al.), arXiv e-prints, (2019).
26. Ксу и др. 2009 (D.D. Xu, S. Mao, J. Wang, V. Springel, L. Gao, S.D. M. White, C.S. Frenk, A. Jenkins, et al.), *MNRAS* **398**, 1235 (2009).
27. Ксу и др. 2015 (D. Xu, D. Sluse, L. Gao, J. Wang, C. Frenk, S. Mao, P. Schneider and V. Springel, et al.), *MNRAS* **447**, 3189 (2015).
28. Кузин и др. (M. Cousin, G. Lagache, M. Béthermin, J. Blaizot, and B. Guiderdoni), *Astron. Astrophys.* **575**, A32 (2015).
29. Куо и др. (C.Y. Kuo, J.A. Braatz, K.Y. Lo, M.J. Reid, S.H. Suyu, D.W. Pesce, J.J. Condon, C. Henkel, et al.), *Astrophys. J.* **800**, 26 (2015).
30. Купманс (L.V.E. Koopmans) *MNRAS* **363**, 1136 (2005).
31. Кэси и др. (C.M. Casey, D. Narayanan, and A. Cooray), *Physics Reports* **541**, 45 (2014).
32. Лапорте и др. (N. Laporte, H. Katz, R.S. Ellis, G. Lagache, F.E. Bauer, F. Boone, A.K. Inoue, T. Hashimoto, et al.), *MNRAS* **487**, L81 (2019).
33. Ларченкова и др. (T.I. Larchenkova, A.A. Lutovinov, and N.S. Lyskova), *Astron. Lett.* **37**, 233 (2011).
34. Линдс, Петросян (R. Lynds and V. Petrosian), *Bulletin of the American Astronomical Society (BAAS, 1986)*, p. 1014.
35. Мао, Шнайдер (S. Mao and P. Schneider), *MNRAS* **295**, 587 (1998).
36. Лью, Рик (J. Lyu and G. H. Rieke), *Astrophys. J.* **841**, 76 (2017).
37. Матти и др. (J. Matthee, D. Sobral, L.A. Boogaard, H. Röttgering, L. Vallini, A. Ferrara, A. Paulino-Afonso, F. Boone, et al.), *Astrophys. J.* **881**, 124 (2019).
38. Меткалф, Зао (R.B. Metcalf and H. Zhao), *Astrophys. J.* **567**, L5 (2002).
39. Найери и др. (H. Nayyeri, M. Keele, A. Cooray, D.A. Riechers, R.J. Ivison, A.I. Harris, D.T. Frayer, A.J. Baker, et al.), *Astrophys. J.* **823**, 17 (2016).
40. Негрелло и др. (M. Negrello, F. Perrotta, J. González-Nuevo, L. Silva, G. de Zotti, G.L. Granato, C. Baccigalupi, and L. Danese), *MNRAS* **377**, 1557 (2007).
41. Негрелло и др. (M. Negrello, R. Hopwood, G. De Zotti, A. Cooray, A. Verma, J. Bock, D.T. Frayer, M.A. Gurwell, et al.), *Science* **330**, 800 (2010).
42. Пачинский (B. Paczynski), *Nature* **325**, 572 (1987).
43. Пенг и др. (C.Y. Peng, C.D. Impey, H.-W. Rix, C.S. Kochanek, C.R. Keeton, E.E. Falco, J. Lehar and B.A. McLeod, et al.), *Astrophys. J.* **649**, 616 (2006).
44. Пилипенко и др. (S.V. Pilipenko, M.V. Tkachev, A.A. Ermash, T.I. Larchenkova, E.V. Mikheeva, and V.N. Lukash), *Письма в Астрон. журн.* **43**, 644 (2017).

45. Рейд и др. (M.J. Reid, J.A. Braatz, J.J. Condon, K.Y. Lo, C.Y. Kuo, C.M. V. Impellizzeri, and C. Henkel), *Astrophys. J.* **767**, 154 (2013).
46. Рефсдал (S. Refsdal), *MNRAS* **128**, 307 (1964).
47. Риесс и др. (A.G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L.M. Macri, and D. Scolnic), *Astrophys. J.* **876**, 85 (2019).
48. Сандерс, Мирабель (D.B. Sanders and I.F. Mirabel), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 749 (1996).
49. Сильва и др. (L. Silva, G. L. Granato, A. Bressan, and L. Danese), *Astrophys. J.* **509**, 103 (1998).
50. Смирнов и др. (A.V. Smirnov, A.M. Baryshev, S.V. Pilipenko, N.V. Myshonkova, V.B. Bulanov, M.Y. Arkhipov, I.S. Vinogradov, S.F. Likhachev, et al.), *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Optical, Infrared, and Millimeter Wave (Proceedings of the SPIE, 2012)*, p. 84424C.
51. Старк и др. (D.P. Stark, J. Richard, B. Siana, S. Charlot, W.R. Freeman, J. Gutkin, A. Wofford, B. Robertson, et al.), *MNRAS* **445**, 3200 (2014).
52. Старк и др. (D.P. Stark, J. Richard, S. Charlot, B. Clément, R. Ellis, B. Siana, B. Robertson, M. Schenker, et al.), *MNRAS* **450**, 1846 (2015).
53. Суйю и др. (S.H. Suyu, T. Treu, S. Hilbert, A. Sonnenfeld, M.W. Auger, R.D. Blandford, T. Collett, F. Courbin, et al.), *Astrophys. J.* **788**, L35 (2014).
54. Суйю и др. (S.H. Suyu, V. Bonvin, F. Courbin, C.D. Fassnacht, C.E. Rusu, D. Sluse, T. Treu, K.C. Wong, et al.), *MNRAS* **468**, 2590 (2017).
55. Сукэйл и др. (G. Soucail, B. Fort, Y. Mellier, and J.P. Picat), *Astron. Astrophys.* **172**, L14 (1987).
56. Фридман и др. (W.L. Freedman, B.F. Madore, D. Hatt, T.J. Hoyt, I.S. Jang, R.L. Beaton, C.R. Burns, M.G. Lee, et al.), *Astrophys. J.* **882**, 34 (2019).
57. Хао и др. (C.-N. Hao, J.-S. Huang, X. Xia, X. Zheng, C. Jiang, and C. Li), *Astrophys. J.* **864**, 145 (2018).
58. Хезаве и др. (Y.D. Hezaveh, D.P. Marrone, C.D. Fassnacht, J.S. Spilker, J.D. Vieira, J.E. Aguirre, K.A. Aird, M. Aravena, et al.), *Astrophys. J.* **767**, 132 (2013).
59. Ходж и др. (J.A. Hodge, A.M. Swinbank, J.M. Simpson, I. Smail, F. Walter, D.M. Alexander, F. Bertoldi, A.D. Biggs, et al.), *Astrophys. J.* **833**, 103 (2016).
60. Хэйвард и др. (C.C. Hayward, D. Narayanan, D. Kereš, P. Jonsson, P.F. Hopkins, T.J. Cox, and L. Hernquist), *MNRAS* **428**, 2529 (2013).
61. Шибуя и др. (T. Shibuya, M. Ouchi, Y. Harikane, M. Rauch, Y. Ono, S. Mukae, R. Higuchi, T. Kojima, et al.), *Publ. Astron. Soc. Japan* **70**, S15 (2018).
62. Шнайдер и др. (P. Schneider, J. Ehlers, and E.E. Falco), *Gravitational Lenses*, XIV, 560 pp. 112 figs. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also *Astronomy and Astrophysics Library* (1992)