

УДК: 524.3—823

ЗАВИСИМОСТЬ МАССА — СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ АКТИВНЫХ
ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР

В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 8 апреля 1987

Принята к печати 20 июля 1987

На основе каталога параметров активных ядер галактик Э. А. Дибая рассмотрена зависимость светимости активных ядер в разных спектральных диапазонах от их массы. Показано, что для ядер сейфертовских галактик первого типа и близких квазаров зависимость болометрической светимости от массы ($L_{bol} \sim m^{4/3}$) удовлетворяет модели Хиллса.

1. *Введение.* Накопленный в настоящее время обширный наблюдательный материал позволяет на основе статистического рассмотрения сделать ряд важных выводов о природе активности ядер галактик и квазаров. Особое значение имеет вопрос о существовании и виде зависимости масса — светимость. Следует ожидать, что факт ее существования, а также конкретный вид зависимости светимости активного ядра в разных спектральных диапазонах от массы окажется хорошим тестом для проверки моделей активности.

По-видимому, первое рассмотрение вопроса о соотношении масса — светимость для активных ядер галактик (AGN) принадлежит Дибая [1—3]. Им установлен факт вероятного существования этого соотношения для ядер сейфертовских галактик и квазаров [1] и получены эмпирические уравнения регрессии для зависимости болометрической светимости от массы активного ядра [2, 3]. Недавно этот же вопрос был рассмотрен в работах Вондела и др. [4, 5].

В настоящей работе на основе каталога параметров активных ядер галактик Дибая [6] и списка объектов из [5] 1) оцениваются параметры зависимости светимости ядер Sy 1 и близких QSO в разных спектральных диапазонах от их массы, 2) обсуждается влияние селекции на рассматриваемые зависимости, 3) предлагается интерпретация соотношения масса — светимость для AGN в рамках модели Хиллса.

2. *Оценки масс активных ядер и их точность.* Основой большинства современных оценок масс AGN является предположение о том, что ширины наблюдающихся в их спектрах эмиссионных линий соответствуют параболическим скоростям в гравитационном поле массивного ядра [7].

При составлении каталога Дибая [6] предполагалось, что все активные ядра устроены одинаково по таким параметрам, как объемная скважность, электронная концентрация и температура, и оценка масс ядер Sy 1 и QSO была получена в виде: $m \sim L_p^{1/3} \cdot v^2$, где L_p — светимость ядра в линии $H\beta$, а v — эффективная скорость газа во внутренней плотной зоне (определялась в [6] в основном по $H\beta$). Всего в каталоге [6] приведены оценки масс, а также параметры линейчатого и непрерывного спектров, для 55 ядер Sy 1, 24 Sy 2 и 22 близких QSO.

В [5] массы AGN оцениваются двумя разными способами. Один из них близок к использованному в [6], но основан на более детальной модели, учитывающей вариации объемной скважности от объекта к объекту. Итоговая оценка массы в [5] выражается зависимостью: $m(O III) \sim L_{O III}^{1/2} \cdot v^2$, где $L_{O III}$ — светимость ядра в линии [O III], v — пространственная дисперсия скоростей по [O III] ($\sqrt{3/2}$ FWHM).

Второй использованный в [5] способ предполагает, что в центре активного ядра находится массивная черная дыра, и характерное время переменности жесткого ($E > 2$ кэВ) рентгеновского излучения от него дает верхнюю оценку размера области формирования этого излучения, принимаемого в статье равным $5r_g$, где $r_g = 2Gm_{bh}/c^2$ — радиус Шварцшильда черной дыры. Оценка массы ядра имеет в таком случае вид: $m(\Delta t) \leq 10^4 \cdot \Delta t$, где Δt (с) — характерное время переменности излучения ядра в рентгеновском диапазоне, а $m(\Delta t)$ — в m_\odot . Всего в [5] приведены оценки масс для 24 объектов, из которых 18 Sy 1 и QSO.

Используются и другие, более сложные, но также модельные, способы оценки масс AGN, например, основанные на анализе их ИК-УФ спектров [8].

Принципиальное значение имеет вопрос о том, являются ли различия между найденными таким образом массами отдельных объектов реальными или же они характеризуют точность определения масс. Существуют, по-видимому, некоторые свидетельства в пользу первой точки зрения.

Так, полученные независимо в [5] и [6] шкалы масс m и $m(O III)$ очень близки: по 10 общим объектам коэффициент корреляции $r = 0.87$, наклон зависимости в пределах ошибок равен 1, систематический сдвиг меньше 1 dex.

В [5] показано, что массы, найденные по переменности рентгеновского излучения — $m(\Delta t)$ и по линии [O III] — $m(O III)$, также хорошо

коррелируют. Там же показано, что корреляция между Δt и комбинацией $L_{OIII}^{1/2} \cdot v^2$ заметно выше, чем между Δt и L_{OIII} или v по отдельности.

Имеющиеся в литературе оценки масс для отдельных объектов, основанные на предположениях, принципиально отличных от использованных в [5] и [6], согласуются с ними с точностью лучше 1 dex: NGC 4151 — $\lg m = 7.7-8.0$ [9], в [6] — 7.2; 3C 273 — $\lg m = 8.2-8.7$ [8], в [6] — 8.5.

Приведенные выше примеры хорошей взаимной согласованности различных оценок масс AGN позволяют предположить, что случайная ошибка значений масс для индивидуальных объектов в [5] и [6] меньше порядка величины, а систематическая не превышает 1 dex.

3. *Нахождение эмпирической зависимости масса—светимость.* Рассмотрим зависимость светимости от массы по данным каталога [6]. В каталоге помимо оценок масс приведены следующие характеристики непрерывного спектра активных ядер: L_{NT} (эрг/с) — суммарная светимость ядра в оптическом и ИК-диапазонах (0.4—10.4 мкм); L_x (эрг/с) — рентгеновская светимость в диапазоне 0.5—4.5 кэВ. Статистическая ошибка определения $\lg L_{NT}$ согласно [6] составляет 0.4, ошибка L_x не превышает (30—50)% [10].

Для определения параметров линейной регрессии $\lg L_{NT, x} - \lg m$ воспользуемся не обычно применяемой моделью метода наименьших квадратов (МНК), предполагающей, что ошибки содержит только зависимая переменная, независимая же известна точно, а методом ортогональной регрессии (см. Приложение 1 к [11]), позволяющим решить задачу об определении параметров линейной зависимости в случае, когда обе переменные известны с ошибками (возможно, неравными).

Результаты представлены в табл. 1 (см. также рис. 1, 2), где $\sigma(L)/\sigma(m)$ — отношение ошибок в $\lg L$ и $\lg m$, при котором найдены параметры зависимости $\lg L = a \lg m + b$ (m — в m_\odot , L — в эрг/с); N — объем выборки; r — коэффициент корреляции. В качестве ошибки указан 95% доверительный интервал. В нижней части таблицы приведены параметры приближения зависимостей $\lg L_{B, x} - \lg m$ (O III) согласно [5].

Табл. 1 показывает, что по данным [6] рассматриваемые зависимости систематически круче, чем это получено в [5]. В [5], как и в более ранней работе [4], утверждается, что светимость активных ядер пропорциональна первой степени массы, то есть составляет примерно постоянную долю их эддингтоновской светимости. Однако различие между результатами настоящей работы и [5] кажущееся и обусловлено различием способов обработки. Опубликованные в [5] данные показывают, что в этой работе (по-видимому, и в [4]) использован стандартный МНК, предполагающий.

что значения $\lg m$ известны точно, а ошибки содержатся только в светимостях $\lg L_{B, X}$. Это, конечно, неправильно и привело авторов [4, 5] к занижению степени a в зависимости $L \sim m^a$.

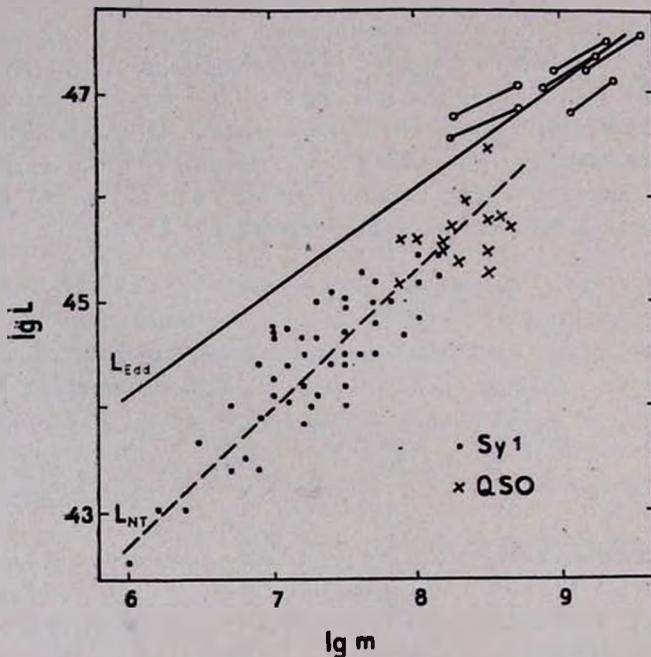


Рис. 1. Зависимость светимости AGN в оптическом и ИК-диапазоне от массы согласно данным каталога [6]. Пунктирная линия — приближение зависимости $\lg L_{NT} = a \cdot \lg m + b$, соответствующее случаю равных ошибок в $\lg L_{NT}$ и $\lg m$ (см. табл. 1). Отрезками соединены две оценки массы для 6 QSO согласно [8] (для каждого объекта оценка с меньшей массой получена для черной дыры Шварцшильда, с большей — для черной дыры Керра).

Переобработать данные [5] по использованной в настоящей работе методике невозможно, так как в [5] отсутствует информация о светимостях объектов в фильтре $B(L_B)$, однако и опубликованные результаты приближения позволяют получить по ним более корректную оценку a . При наличии ошибок и в $\lg m$, и в $\lg L_{B, X}$ такой более корректной оценкой будет, например, среднее от использования МНК для двух предельных случаев: 1) $\sigma(\lg m) = 0$, $\sigma(\lg L_{B, X}) \neq 0$ и 2) $\sigma(\lg m) \neq 0$, $\sigma(\lg L_{B, X}) = 0$. В [5] приведены наклон зависимости $\lg L - \lg m$ для первого случая — a_1 и коэффициент линейной корреляции — r . Легко показать, что оценка наклона для второго случая имеет вид: $a_2 = a_1 \cdot r^{-2}$ и, следовательно, среднее равно $\frac{1}{2} a_1 (1 + r^{-2})$. Тогда для зависимости

$\lg L_B - \lg m$ получаем, что $a = 1.34$, а для $\lg L_X - \lg m$ $a = 1.47$. Исправленные величины в пределах ошибок совпадают с результатами, полученными по каталогу [6] (см. табл. 1), и показывают, что из имеющихся в настоящее время данных не следует вывод о постоянстве для AGN отношения L/L_{Edd} . Это заключение косвенно подтверждается также существованием объектов, светимость которых, по-видимому, близка к критической или даже превышает ее (см. рис. 1).

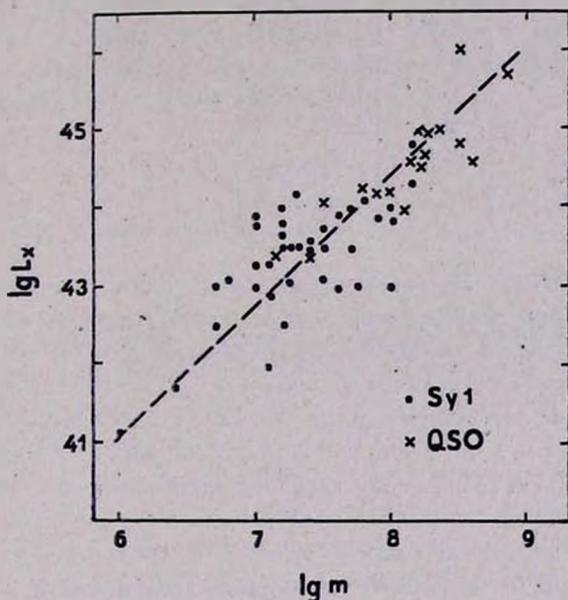


Рис. 2. Зависимость светимости AGN в рентгеновском (0.5—4.5 кэВ) диапазоне от массы по данным [6]. Пунктир — приближение для случая равных ошибок в $\lg L_X$ к $\lg m$.

4. Влияние селекции на зависимость масса—светимость. Согласно табл. 1 между наблюдаемыми светимостями активных ядер и их массами существует тесная корреляция. Однако перед тем, как обсуждать ее физический смысл, необходимо выяснить, не является ли она следствием того, что и L , и m зависят от какого-то неучтенного фактора. Такой зависимостью в нашем случае может быть зависимость L и величин, входящих в выражение для m , от красного смещения — z . Проверка показывает, что по данным [5] и [6] светимости (и в меньшей степени v) действительно сильно зависят от z ($r = 0.6—0.9$). Причины этого ясны: 1) наблюдательная селекция, приводящая к отбору на больших расстояниях преимущественно абсолютно более ярких объектов, и 2) отличие функции светимости AGN от константы, из-за чего даже в полной в пределах некоторого

пространственного объема выборке будет существовать корреляция светимости с расстоянием.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЗАВИСИМОСТИ
МАССА—СВЕТИМОСТЬ

$L \backslash m$	$\frac{\sigma(L)}{\sigma(m)}$	a	b	N	r
$\lg L_{NT}$	1.0	1.33 ± 0.08	34.69	67	0.90
	0.5	1.40			
$\lg L_X$	1.0	1.68 ± 0.16	30.99	60	0.85
	0.5	1.79			
$\lg L_B$	—	1.14 ± 0.17	—	16	0.86
$\lg L_X$	—	1.32 ± 0.17	—	16	0.90

Для выяснения того, какая связь ($L—m$ или $L, v—z$) является первичной, рассмотрим зависимость $L—m$ в рандомизированных по z (о принципе рандомизации см., например, [12]) подвыборках из каталога [6], содержащего достаточное количество объектов. Для этого по данным [6] образуем случайные подвыборки достаточно большого объема, в которых отсутствует связь L_{NT} , L_X , L_B и v с z , и рассмотрим в них зависимость $L—m$. Если найденная по всему каталогу зависимость $L—m$ первична (то есть имеет физический смысл), то она должна сохраниться в рандомизированных по z подвыборках, если вторична, то либо исчезнет, либо сильно изменится. Верно и обратное: если наблюдаемая связь $L—m$ является физической, то в рандомизированных по $L—m$ подвыборках зависимости L и v от z должны исказиться. Из данных каталога [6] были образованы случайные подвыборки Sy 1 и QSO численностью от 12 до 36 объектов, в которых для зависимостей L и v от z $|r| \leq 0.3$. Во всех рандомизированных подвыборках зависимость $\lg L—\lg m$ сохранилась на значимом уровне неизменной: например, по пяти подвыборкам $\bar{a}_{NT} = 1.27 \pm 0.07$, $r = 0.5—0.7$. И наоборот: в подвыборках, составленных так, чтобы для зависимости $\lg L—\lg m$ коэффициент корреляции был близок к нулю, зависимости L и v от z заметно изменились. Это свидетельствует о том, что селекция по z не оказывает заметного влияния на зависимость светимости от массы, найденную по данным [6].

Проведенный анализ подтверждает существование для ядер Sy 1 и близких квазаров реальной физической связи массы и светимости, и все последующее обсуждение будет предполагать, что приводимые в табл. 1 числа имеют физический смысл.

5. *Обсуждение результатов.* Как следует из табл. 1, показатель степени в зависимости L_{NT} от m в пределах ошибки равен $\frac{4}{3}$. Для суммы $L_{NT} + L_X$ он несколько увеличивается, так как зависимость $L_X - m$ круче $L_{NT} - m$, но, поскольку L_X составляет в среднем около 10% L_{NT} , он по-прежнему близок к $\frac{4}{3}$. $L_{NT} + L_X$ соответствует нижней границе реальной болометрической светимости. Приняв, что непрерывное излучение ядра в диапазоне от γ до ИК имеет спектральный индекс $\alpha = 0.7$ [13], получаем $L_{bol} \approx 5 (L_{NT} + L_X)$, что дает следующую эмпирическую оценку зависимости болометрической светимости от массы:

$$\lg L_{bol} = \frac{4}{3} \lg m_6 + 43.4, \quad (1)$$

где L_{bol} в эрг/с, а $m_6 = m/10^6 m_\odot$.

Показатель степени $\frac{4}{3}$ в зависимости L_{bol} от m позволяет предположить, что эту зависимость можно объяснить в рамках модели Хиллса [14, 15]. Рассмотрим простейший вариант этой модели.

Пусть активное ядро представляет собой массивную черную дыру с массой m_6 , окруженную звездным скоплением со средней пространственной плотностью ρ_6 (в единицах $10^5 m_\odot/\text{пк}^3$) и дисперсией скоростей σ_{200} (в единицах 200 км/с). Тогда за счет захвата и приливного разрушения звезд черная дыра будет постепенно «заглатывать» окружающее звездное скопление со скоростью, пропорциональной $m_6^{4/3}$. Остатки звезд формируют около черной дыры аккреционный диск, в котором происходит основное энерговыделение с эффективностью $\eta \sim 0.1$. Далее предполагаем, что система квазистационарна — темп поступления вещества в аккреционный диск (считаем, что в него поступает все вещество разрушившихся звезд) совпадает со скоростью стока вещества на черную дыру. Описанная крайне идеализированная модель позволяет сделать оценку болометрической светимости активного ядра и сравнить ее с (1).

Пусть ρ_* (в единицах $\rho_\odot = 1.41 \text{ г/см}^3$) — средняя плотность вещества разрушаемых приливными силами звезд. Тогда, согласно [14, 15], темп поступления вещества в аккреционный диск равен:

$$\dot{m}_i = 5.4 \cdot 10^{23} \cdot m_6^{4/3} \cdot \rho_*^{-1/3} \cdot \sigma_{200}^{-1} \cdot \rho_6 \text{ (г/с)}.$$

Болометрическая светимость ядра, следовательно, равна:

$$L_{bol} = \eta \cdot \dot{m}_i \cdot c^2 \simeq 4.9 \cdot 10^{43} \cdot m_6^{4/3} \cdot \rho_*^{-1/3} \cdot \sigma_{200}^{-1} \cdot \rho_6 \text{ (эрг/с)}, \quad (2)$$

где η , ρ_* , σ_{200} и ρ_0 — параметры, известные из наблюдений или оцениваемые с разной точностью.

Сравнение (1) и (2) дает численную оценку комбинации четырех параметров и позволяет оценить степень их самосогласованности, а, следовательно, и справедливости в первом приближении всей модели. Приравнивая светимости из (1) и (2), получаем:

$$\eta \cdot \rho_*^{-1/3} \cdot \sigma_{200}^{-1} \cdot \rho_0 \approx 1. \quad (3)$$

Оценим значения параметров, входящих в (3).

η — эффективность преобразования массы покоя аккрецируемого вещества в излучение. В случае дисковой аккреции в зависимости от углового момента черной дыры и направления вращения диска $\eta = 0.057 - 0.42$, где 0.057 соответствует невращающейся черной дыре, а 0.42 — вращающейся с максимальной скоростью и прямым направлением вращения аккреционного диска. Для наших оценок принимаем $\eta = 0.1$ и считаем, что ошибаемся не более, чем в 2—3 раза.

ρ_* — средняя плотность вещества звезд, разрушаемых приливным воздействием черной дыры, выраженная в ρ_\odot . Для определения ρ_* требуется знание звездного населения галактических ядер. Традиционно считается, что ядра галактик — центры их конденсации и первоначального звездообразования и поэтому там сконцентрированы наиболее старые звезды. Однако детальные расчеты по синтезу звездного состава ядер содержат значительные неопределенности (см., например, обсуждение этой проблемы в [16]). К счастью, зависимость (3) от ρ_* слабая и поэтому, приняв значение $\rho_* = 10$ ($\sim M5V$), можно ожидать, что мы ошибаемся в $\rho_*^{1/3} \approx 2$ также не более, чем в 2—3 раза.

σ_{200} — дисперсия скоростей звезд в окрестности ядра, выраженная в 200 км/с. Наблюдения ряда ближайших галактик [17] показывают, что в их ядрах $\sigma_{200} \approx (1-2)$. По-видимому, значение $\sigma_{200} = 1$ можно принять в качестве разумной нижней границы дисперсии скоростей звезд в окрестности ядра и, следовательно, мы считаем, что $\sigma_{200} \geq 1$.

Подставляя принятые выше значения параметров в (3), получаем модельную оценку звездной плотности в активном ядре: $\rho_0 \geq 10$.

Пространственная плотность звезд в окрестности галактических ядер — величина, известная с меньшей точностью, чем другие параметры в (3). Наблюдения ближайших ядер приводят к следующим оценкам: Галактика — $\rho_0 \approx 10$ [18—19], M 31 — $\rho_0 = 4$ при $\sigma_{200} \approx 1$ [20], M 32 — $\rho_0 = 3$ [21]. Однако ядра этих галактик относительно «нормальные», не активные, а, как показано в [22], в ядрах активных галактик (конкретно — сейфертовских) звездная плотность выше, чем в ядрах нормальных спираль-

ных галактик. Данные [22] относятся к околоядерной области размером около 2 кпк, однако, за неимением лучшего, используем результаты этой работы для грубой оценки плотности в непосредственной близости активного ядра. Усредняя данные табл. 2 из [22], получаем, что объемная плотность светимости в фильтре V в центральных областях сейфертовских галактик примерно на порядок выше, чем в ядрах нормальных спиральных галактик. Учитывая далее близость отношения масса — светимость для активных и неактивных галактик [23, 24], получаем, что звездная плотность в центральных областях сейфертовских галактик по крайней мере на порядок выше, чем в ядрах нормальных галактик, то есть $\rho_* \approx 10-100$.

Приняв во внимание элементарность изложенной модели и ее очевидные трудности, такое совпадение модельной оценки с полученной, хоть и косвенно, из наблюдений следует считать очень хорошим и даже, в какой-то степени, удивительным. Если не считать это согласие случайным, то оно свидетельствует о хорошей взаимной согласованности всех параметров и, следовательно, об удовлетворительности всей модели.

Ключевой проблемой изложенного простейшего варианта модели Хиллса является предположение о квазистационарности ядер, то есть о совпадении темпов захвата звезд черной дырой и стока вещества из аккреционного диска. Действительно, захват звезд — это дискретный случайный процесс со средним темпом 1 звезда в $\sim (1-1000)$ лет в зависимости от массы черной дыры. Этот процесс определяется в рамках идеализированной модели лишь массой центрального объекта и свойствами окружающего звездного скопления. Потеря массы аккреционным диском — процесс, связанный помимо массы черной дыры со множеством трудно учитываемых факторов, характеризующих как сам диск, так и физические условия в его окрестности. Согласованность этих процессов представляется на первый взгляд труднообъяснимой. В какой-то степени квазистационарность можно считать наблюдательным фактом — об этом свидетельствует близость степени в эмпирической зависимости $L_{bol} - m$ к $\frac{4}{3}$, а также хорошее количественное согласие наблюдаемой и предсказываемой светимости активного ядра. С другой стороны, квазистационарность можно объяснить своего рода селекцией при отборе объектов. Предположим, например, что темп аккреции превышает темп захвата и приливного разрушения звезд. В этом случае активность ядра будет дискретной — фазы активности будут перемежаться спокойными фазами. Чем сильнее темп аккреции будет превышать темп захвата звезд, тем относительно дольше ядро будет находиться в спокойной фазе. Чем ближе темп аккреции к темпу захвата звезд, тем относительно дольше ядро будет в активной фазе. Следовательно, при случайном отборе объектов по характеристикам их эмиссионных спектров больше вероятность включения в каталог галактик с темпом ак-

креции, близким к темпу захвата ядром звезд окружающего скопления. Противоположная ситуация — скорость аккреции меньше темпа захвата звезд — менее ясна, однако можно предположить, что постепенное увеличение массы аккреционного диска должно, по-видимому, привести к усилению притока вещества в его внутренние области и, следовательно, к увеличению скорости аккреции.

6. *Заключение.* В настоящей работе показано, что сопоставление масс активных ядер галактик с их светимостями в разных спектральных диапазонах приводит к выводу о существовании для AGN зависимости масса — светимость. Приведены аргументы в пользу реальной физической природы этой зависимости и показано, что для ядер Sy1 и близких квазаров зависимость болометрической светимости от массы ($L_{bol} \sim m^{4/3}$) находит простое объяснение на основе модели Хиллса.

В заключение следует отметить, что существование для ядер Sy1 и QSO соотношения масса — светимость является, по-видимому, фундаментальным эмпирическим фактом, который должен лежать в основе любой теории, объясняющей активность ядер галактик. С этой точки зрения большое значение имеют наблюдения активных ядер в разных спектральных диапазонах и поиск новых независимых способов оценки их масс.

Автор благодарен В. Ю. Теребижу за указание на необходимость проверки возможного влияния эффектов селекции и В. А. Гаген-Торну за просмотр рукописи и полезные замечания.

Ленинградский государственный
университет

THE MASS — LUMINOSITY DEPENDENCE FOR ACTIVE GALAXIES NUCLEI

V. P. RESHETNIKOV

The paper deals with the dependence of the active nuclei luminosity in various spectral bands from their mass based on the Catalogue of data for active galaxy nuclei by E. A. Dibaj. It has been shown that for Seyfert 1 type galaxies and nearby quasars the dependence of bolometric luminosity from mass ($L_{bol} \sim m^{4/3}$) satisfy Hill's model.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Дибай, Астрон. ж., 57, 677, 1980.
2. Э. А. Дибай, Письма в Астрон. ж., 7, 451, 1981.

3. Э. А. Дубай, Итоги науки и техн. ВИНТИ, т. 18, М., 1981, стр. 48.
4. A. Wandel, A. Yahil, *Astrophys. J.*, 295, L1, 1985.
5. A. Wandel, R. F. Mushotzky, *Astrophys. J.*, 306, L61, 1986.
6. Э. А. Дубай, *Астрон. ж.*, 61, 417, 1984.
7. L. Woltjer, *Astrophys. J.*, 130, 38, 1958.
8. M. A. Malkan, *Astrophys. J.*, 268, 582, 1983.
9. M. V. Penston, *Observatory*, 104, 53, 1984.
10. G. A. Kriss, C. R. Cantares, G. R. Ricker, *Astrophys. J.*, 242, 492, 1980.
11. W. Bronkalla, P. Notni, H. Tiersch, *Astron. Nachr.*, 301, 217, 1980.
12. М. Кендалл, А. Стьюарт, Многомерный статистический анализ и временные ряды. Наука, М., 1976, стр. 176.
13. А. П. Мосин, Э. А. Дубай, В. М. Чарузин, *Астрон. ж.*, 62, 662, 1985.
14. J. G. Hills, *Nature*, 254, 295, 1975.
15. J. G. Hills, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 182, 517, 1978.
16. А. С. Шаров, Туманность Андромеды, Наука, М., 1982, стр. 83.
17. E. Davoust, G. Paturel, J. Vauglin, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 61, 273, 1985.
18. E. E. Becklin, G. Neugebauer, *Astrophys. J.*, 151, 145, 1968.
19. M. E. Bailey, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 190, 217, 1980.
20. E. S. Light, R. E. Danielson, M. Schwarzschild, *Astrophys. J.*, 194, 257, 1974.
21. S. van den Bergh, *Astron. J.*, 70, 124, 1965.
22. В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов, В. Ю. Терехов, Письма в *Астрон. ж.*, 8, 579, 1982.
23. В. Л. Афанасьев, Письма в *Астрон. ж.*, 7, 390, 1981.
24. А. В. Засов, *Астрон. циркуляр*, № 1338, 1, 1984.