

УДК: 524.74

ВЛИЯНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ СВЕТИМОСТИ ФОНОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Ю.Л.БУХМАСТОВА

Поступила 28 декабря 2001

Принята к печати 25 января 2002

Приводится функция распределения квазаров по видимой яркости, найденная на основе предположения, что квазары, хотя бы частично, являются гравитационно усиленными изображениями активных ядер далеких галактик. Использован шехтеровский вид функции светимости источников и двухстепенной закон для функции светимости источников, а также вероятностный закон усиления изображения для различных моделей гравитационных линз. При нахождении теоретической функции распределения квазаров по видимой яркости использована теорема о плотности вероятности произведения случайных величин. Показано, что наклон этой функции в случае слабых квазаров колеблется в пределах от -1 до -2 , как у обычных галактик. В случае ярких квазаров наклон функции распределения по видимой яркости определяется в основном эффектом линзирования и ограничивается снизу значением -3 . Хорошее согласие теории и наблюдений позволяет предположить, что квазары статистически являются гравитационно усиленными изображениями активных ядер далеких галактик. Если верны исходные предположения, то функции светимости галактик и видимой яркости квазаров не являются независимыми, а связаны посредством дифференциальной вероятности линзирования.

1. *Введение.* Лучи света от далекого источника, проходя мимо массивного объекта - гравитационной линзы, испытывают отклонение. Вследствие этого может увеличиться светящаяся площадь источника. Это означает, что вследствие эффекта гравитационной фокусировки яркость далекого источника способна возрасти в десятки и сотни раз. Это может привести к тому, что функция распределения источников по видимой яркости, полученная на основе анализа различных наблюдений, будет приниматься ошибочно за функцию светимости источников. Таким образом, необходимо учитывать влияние эффектов гравитационного линзирования при анализе функции светимости источников.

Данная работа является логическим продолжением работ [1,2], где обсуждается возможное влияние эффектов гравитационного линзирования на появление тесных пар квазар-галактика. В настоящей работе предлагается метод, позволяющий получить аналитический вид функции распределения источников по видимой яркости (раздел 4) с учетом влияния гравитационного линзирования (раздел 3). Функцию светимости источников предлагается рассмотреть в виде шехтеровской функции или в виде двухстепенного закона (раздел 2).

В качестве примера предлагается применить данный метод при анализе функции светимости квазаров (раздел 5). За основу рассуждений принимается гипотеза Барнотти-Тайсона [3-6], согласно которой по крайней мере часть квазаров является гравитационно усиленными изображениями компактных массивных объектов, находящихся в центральных областях далеких галактик. В качестве таких компактных объектов могут выступать черные дыры с массами порядка $10^6 - 10^{9.5} M_{\odot}$ [7-11], которые, согласно общепринятой точке зрения, находятся в центральных областях большинства галактик. Если поверхностная плотность числа нормальных галактик со звездной величиной до $28^m - 29^m$ составляет порядка 10^6 гал/град², что следует из наблюдений на космическом телескопе Хаббла, то даже с небольшой вероятностью усиления блеска $10^4 - 10^6$ на $3^m - 5^m$, можно по предварительным грубым оценкам ожидать от 1 до 100 квазаров на квадратный градус. На настоящий момент затруднительно оценить, до какой звездной величины должны быть предполагаемые квазары, поскольку в качестве линзируемых источников берутся не сами галактики, а компактные массивные объекты в их центральных областях. В работе [12] указывается на то, что светимости ядер 42 сейфертовских галактик коррелируют со светимостями родительских галактик. В работе [13] указывается на то, что массы компактных массивных объектов находятся в строгом процентном соотношении с массами галактик в целом и составляют ~0.2% от общей массы эллиптических родительских галактик или от массы балджа спиральных галактик. Все это позволяет предположить, что светимости ядер и светимости родительских галактик находятся в некотором процентном соотношении. Отсюда следует, что функция светимости компактных массивных объектов-источников и функция светимости галактик идентичны по общему виду, а значит можно рассмотреть функцию светимости источников в виде шехтеровского закона или в виде двухстепенного закона.

В разделе 5 данной работы показано, что в случае слабых квазаров наблюдательные данные хорошо соответствуют как шехтеровскому виду функции светимости источников, так и двухстепенному закону. Функция наклона (в случае двухстепенного закона - показатель степени) принимает значение от -1 до -2, так же, как для галактик.

Новым результатом является то, что теоретическая функция наклона для ярких квазаров ограничивается снизу значением -3, а не -2, как утверждается в работе [14]. Этот теоретический предел для ярких квазаров определяется в основном эффектом линзирования в отличие от слабых квазаров, где линзирование почти не влияет на наклон.

В разделе 5 делается попытка согласовать теоретический результат с наблюдательными данными. В разделе 6 кратко формулируются основные выводы работы.

Следует отметить, что спектры линзированных квазаров - это отдельная проблема, которая не затрагивается в настоящей работе.

2. *Функция светимости фоновых источников.* Предположим, что функция светимости источников может быть представлена в виде шехтеровской функции, справедливой для галактик, или в виде двухстепенного закона, который находит частое применение для описания галактик и квазаров [14-19].

Общий вид шехтеровской функции

$$p_L(y) = n_0 \cdot y^\alpha e^{-y}, \quad (1)$$

$a < y < b$, $n_0 = \frac{1}{\Gamma(1+\alpha, a) - \Gamma(1+\alpha, b)}$, $-2 \leq \alpha \leq -1$, где $y = L/L_0$, L_0 - характеристическая светимость источников. Здесь a , b - нижняя и верхняя границы относительной светимости, $\Gamma(\alpha, x)$ - неполная гамма-функция.

Функция светимости источников в виде двухстепенного закона

$$p_L(y) = \begin{cases} c_1 y^\alpha, & a < y \leq k, \\ c_2 y^\beta, & k < y < b. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь a , b - нижняя и верхняя границы относительной светимости, k - граница излома двухстепенного закона, c_1 , c_2 - постоянные величины. α, β - показатели степени, определяющие наклон функции светимости для слабых и ярких источников соответственно.

3. *Дифференциальная вероятность линзирования.* Предположим, что все источники находятся на некотором среднем фиксированном расстоянии (соответствующем красному смещению $z \sim 1$) и рассмотрим случай значительных усилений блеска ($\mu > 1$). Для различных моделей гравитационных линз [1,14] дифференциальная вероятность того, что источник с фиксированным красным смещением будет усилен в μ раз, определяется как

$$p_A(\mu) = \frac{v-1}{\mu^v}, \quad \mu > 1, v > 1. \quad (3)$$

Значение v близко к 3.

4. *Функция распределения линзированных источников по видимой яркости.* Имея функцию светимости источников (1) или (2) и функцию вероятности того, что источники будут усилены в μ раз (3), можем определить функцию видимой яркости линзированных источников. Для этого необходимо воспользоваться теоремой о плотности вероятности произведения независимых случайных величин [20]. Кажущуюся светимость l источника определим как произведение светимости L источника на коэффициент усиления A . Таким образом $l = A \cdot L$. Рассмотрим плотности распределения вероятностей трех случайных величин $p(x)$, $p_A(\mu)$, $p_L(y)$. Введем переменную интегрирования $u = x/\mu$. Плотность вероятности распределения линзированных источников по видимой яркости определится как

$$p_l(x) = \int_0^{\infty} p_L(u) \cdot p_A\left(\frac{x}{u}\right) \frac{du}{u}. \quad (4)$$

С учетом (1) и (3) имеем

$$p_l(x) = n_0 \frac{v-1}{x^v} [\Gamma(v+\alpha, a) - \Gamma(v+\alpha, \min\{x, b\})]. \quad (5)$$

Наклон этой функции определяется как $\beta(x) = -\frac{d \ln p_l(x)}{d \ln x}$. С учетом (5) имеем

$$\beta(x) = - \begin{cases} v - \frac{x^{v+\alpha} e^{-x}}{\Gamma(v+\alpha) - \Gamma(v+\alpha, x)}, & a < x < b, \\ v, & x > b. \end{cases} \quad (6)$$

Используя (2) вместо (1), с учетом (3) и (4) получаем следующие выражения для функции видимой яркости линзированных источников: в случае слабых источников справедливо

$$p_l(x) \sim c_1 c_2 \left(\frac{x^\alpha}{v+\alpha} - \frac{x^{-v} a^{v+\alpha}}{v+\alpha} \right), \quad (7)$$

в случае ярких источников справедливо

$$p_l(x) \sim c_2 c_3 \left(\frac{x^\beta}{v+\beta} - \frac{x^{-v} k^{v+\beta}}{v+\beta} \right). \quad (8)$$

5. Кажущаяся светимость квазаров. О том, что квазары могут быть объектами, усиленными гравитационным линзированием, говорилось многими авторами. В частности, в работе [14] делается предположение, что блеск квазаров может быть усилен более близкими к наблюдателю гравитационными линзами. Это означает, что квазары могут на самом деле являться более слабыми объектами, чем нам кажется. Авторы [14] рассматривали функцию светимости источников-квазаров в виде двухстепенного закона, с помощью функции дифференциальной вероятности линзирования получили функцию кажущейся светимости, которая оказалась более пологой по сравнению с наблюдаемой. Авторами был получен теоретический нижний предел показателя степени функции светимости ярких квазаров, характеризующий наклон этой функции, равный -2 .

Функцию светимости квазаров часто представляют в виде двухстепенного закона. На основе наблюдательных данных о более чем 1000 квазаров с $0.1 < z < 3.3$ [16] и порядка 200 квазаров с $2.0 < z < 4.5$ [17] в [18] делается вывод о том, что функция светимости слабых квазаров $\Phi \sim L^{-1.7}$, а ярких квазаров $\Phi \sim L^{-3.6}$. Показатели степени $\alpha = -1.7$ и $\beta = -3.6$ определяют наклон функции светимости для слабых и ярких квазаров соответственно. В обзоре 2dF QSO [19] приводятся значения $-1.96 < \alpha < -1.55$, $-3.75 < \beta < -3.45$. Согласно наблюдательным данным [21] $\alpha = -1.4$, $\beta = -2.6$. Таким образом, существует разброс значений показателей степени, определенных по разным наблюдениям $-2 < \alpha < -1$, $-3.75 < \beta < -2.6$.

Предположим, что квазары являются усиленными активными ядрами далеких галактик. Тогда функция светимости источников соответствует функции светимости активных ядер галактик. Рассмотрим шехтеровский вид функции светимости ядер галактик (1). Для галактик $-2 \leq \alpha \leq -1$, примем для определенности $\alpha = -1$. Примем также в формуле (3) $\nu = 3$. В этом случае функция распределения квазаров по видимой яркости с учетом (5) имеет вид

$$p_l(x) = \frac{2n_0}{x^3} [(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}], \quad (9)$$

а функция наклона

$$\beta(x) = - \begin{cases} \frac{3 - x^2 e^{-x}}{(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}}, & a < x < b, \\ 3, & x > b. \end{cases} \quad (10)$$

На рис.1 представлена функция светимости активных ядер галактик (а), функция распределения квазаров по видимой яркости (b), определяемая по формуле (9), а также аппроксимации для слабых квазаров ($p_l(x) \sim x^{-1.4}$)

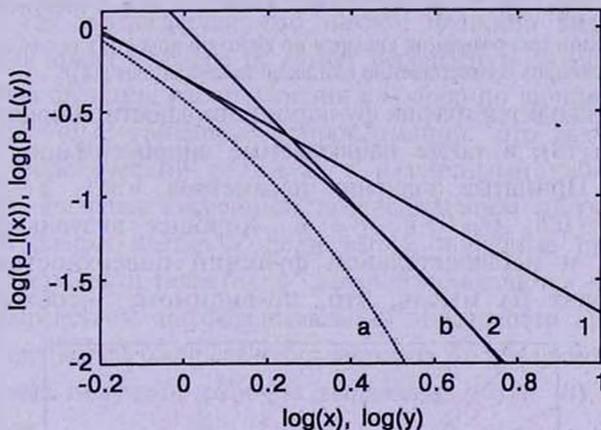


Рис.1. а - десятичный логарифм функции светимости активных ядер галактик $p_L(y) = y^{-1}e^{-y}$. б - десятичный логарифм функции распределения квазаров по видимой яркости $p_l(x) = \frac{2}{x^3} [(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}]$, где $a = 0.2$. 1 и 2 - десятичный логарифм наблюдаемой функции распределения квазаров по видимой яркости для слабых ($\alpha = -1.4$) и ярких ($\beta = -2.6$) квазаров соответственно (согласно наблюдениям [21]).

и ярких квазаров ($p_l(x) \sim x^{-2.6}$) согласно наблюдательным данным [21]. Из этого рисунка видно, что при значениях $\alpha = -1.4$, $\beta = -2.6$ достигается хорошее согласие теоретически полученной зависимости $p_l(x)$ с наблюдательными аппроксимациями. Как следует из формулы (10), функция наклона для ярких квазаров ограничена снизу значением -3 , поэтому согласие с другими наблюдательными данными достигается с некоторой натяжкой. В качестве примера на рис.2 представлена функция распределения квазаров (9) по видимой яркости с двумя наблюдательными

аппроксимациями для слабых квазаров, имеющих наклон $\alpha = -1.7$, и для ярких квазаров с $\beta = -3.6$ [18].

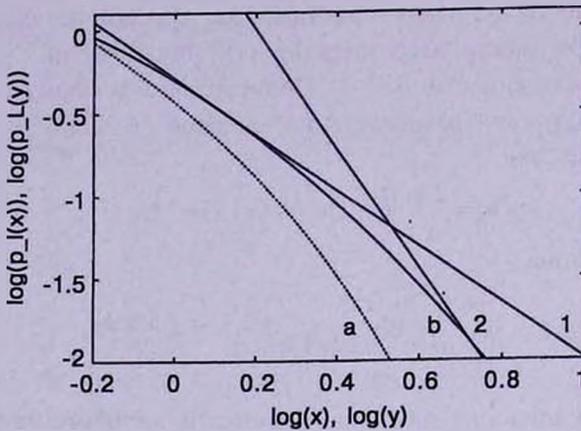


Рис.2. а - десятичный логарифм функции светимости активных ядер галактик $p_L(y) = y^{-1}e^{-y}$. б - десятичный логарифм функции распределения квазаров по видимой яркости $p_L(x) = \frac{2}{3}[(a+1)e^{-a} - (x+1)e^{-x}]$, где $a = 0.2$. 1 и 2 - десятичный логарифм наблюдаемой функции распределения квазаров по видимой яркости для слабых ($\alpha = -1.7$) и ярких ($\beta = -3.6$) квазаров соответственно (согласно наблюдениям [18]).

На рис.3 приводится график функции поверхностной яркости квазаров в форме (7) и (8), а также наблюдаемые аппроксимации с $\alpha = -1.7$, $\beta = -3.2$ [22]. Принятые значения параметров $\nu = 3$, $a = 0.1$, $k = 0.5$, $c_1c_2 = 0.6$, $c_2c_3 = 0.6$, $\alpha = -1.8$, $\beta = -6$. Хорошее визуальное согласие теоретической и наблюдательной функций поверхностной яркости квазаров наводит на мысль, что, по-видимому, необходимо вести

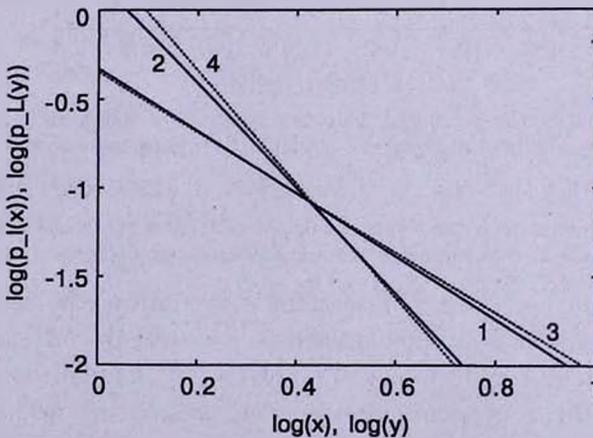


Рис.3. 1 и 2 - десятичный логарифм теоретической функции распределения квазаров по видимой яркости слабых ($\alpha = -1.8$) и ярких ($\beta = -6$) квазаров соответственно (формулы (7) и (8)). Принятые значения параметров $\nu = 3$, $a = 0.1$, $k = 0.5$, $c_1c_2 = 0.6$, $c_2c_3 = 0.6$. 3 и 4 - десятичный логарифм наблюдаемой функции распределения квазаров по видимой яркости для слабых ($\alpha = -1.7$) и ярких ($\beta = -3.2$) квазаров соответственно (согласно наблюдениям [22]).

обработку наблюдательных данных с учетом теоретически предсказанного нижнего предела показателя степени -3 .

6. *Заключение.* Эффект гравитационного линзирования может повлиять на яркость активных ядер – компактных источников в центральных областях массивных галактик. При этом могут возникать объекты повышенной яркости, которые будут иметь наблюдаемые свойства квазаров. С помощью дифференциальной функции вероятности линзирования из функции светимости ядер галактик получена функция распределения квазаров по видимой яркости, которую часто принимают за функцию светимости квазаров. На основании этого предположения сформулировано два следствия.

В случае слабых квазаров эффект линзирования мало влияет на наклон функции распределения по видимой яркости, который в этом случае колеблется в пределах от -1 до -2 , как у функции светимости обычных галактик.

В случае ярких квазаров наклон определяется в основном эффектом линзирования и ограничен снизу значением $\beta = -3$, в отличие от результата работы [14], где утверждается, что наклон функции видимой яркости линзированных ярких квазаров не может перешагнуть за значение $\beta = -2$.

Полученная функция распределения квазаров по видимой яркости (9) допускает различные степенные аппроксимации. Это дает возможность согласовать теоретический результат с различными наблюдательными данными, что является косвенным подтверждением линзовой природы повышенного блеска квазаров. Если верны подобные предположения, то функции светимости галактик и квазаров не являются независимыми, а связаны посредством дифференциальной вероятности линзирования.

Наряду с функцией распределения квазаров по поверхностной яркости (5) общего вида получены рабочие выражения (7) и (8) для слабых и ярких квазаров.

Следует отметить, что данный метод учета линзового эффекта при анализе функции светимости может быть применен для любых других объектов.

Автор благодарит Ю.В.Барышева за полезное обсуждение данной проблемы, а также Д.С.Бухмастова за техническую помощь в подготовке публикации.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

THE INFLUENCE OF GRAVITATIONAL LENSING ON DETERMINATION OF THE LUMINOSITY FUNCTION OF BACKGROUND OBJECTS

Yu.L.BUKHMASTOVA

The function of quasar distribution by apparent brightnesses is discussed. This function is found on the base of suggestion that quasars, at least partly, are strong gravitational lensing images of the active nuclei of distant galaxies. This function is obtained using the Schechter's and the luminosity function of two-power law as well and also the magnification probability law for various models of gravitational lenses. In finding of theoretical function of the quasar distribution by apparent brightnesses the theorem on probability density of multiplication of random quantities has been used. It is shown that the slope of this function in the case of weak quasars varies from -1 till -2, as for usual galaxies. In the case of bright quasars the slope of function distribution by apparent brightness is defined generally by lensing effect and is limited from below by value -3. Good agreement of theory and observations allows to expect that statistically quasars are gravitational lensing images of the active nuclei of distant galaxies. If basic suggestion is true the luminosity functions of galaxies and apparent brightnesses of quasars are not independent but are connected by means of differential probability of lensing.

Key words: *Gravitational lensing: luminosity function*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Барышев, Ю.Л.Езова, Астрон. ж., 74, 497, 1997.
2. Ю.Л.Бухмастова, Астрон. ж., 78, 1, 2001.
3. J.M.Barnothy, Astron. J., 70, 666, 1965.
4. J.M.Barnothy, Bull. Amer. Astron. Soc., 6, 212, 1974.
5. J.A.Tyson, Astrophys. J. Lett., 248, L89, 1981.
6. J.A.Tyson, Astron. J., 96, 1, 1988.
7. M.Bartusiak, Astronomy, June, 42, 1998.
8. J.Kormendy, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0007400>.
9. J.Kormendy, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0007401>.
10. J.Kormendy, L.C.Хо, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0003268>.
11. L.C.Хо, J.Kormendy, 2000, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0003267>.
12. G.L.Granato, V.Zitelli, F.Bonoli, L.Danese, C.Bonoli, F.Delpino, Astrophys. J. Suppl. Ser., 89, 35, 1993.
13. S.Nadis, Astronomy, February, 2001.

14. *P.Schneider, J.Ehlers, E.E.Falko*, Gravitational Lenses, Springer-Verlag, N.Y., 375, 1992.
15. *B.J.Boyle, T.Shanks, B.A.Peterson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 235, 935, 1988.
16. *F.D.A.Hartwick, D.Schade*, ARAA, 28, 437, 1990.
17. *S.J.Warren, P.C.Hewett, P.S.Osmer*, Astrophys. J., 421, 412, 1994.
18. *Y.C.Pei*, Astrophys. J., 438, 623, 1995.
19. *B.J.Boyle, S.M.Croom, R.J.Smith, T.Shanks, P.J.Outram, F.Hoyle, L.Miller, N.S.Loaring*, 2001, <http://babbage.sissa.it/astro-ph/0103064>.
20. *Б.В.Гнеденко*, Курс теории вероятностей, Наука, М., 1988.
21. *H.L.Marshall, Y.Avni, A.Braccési, J.P.Huchra, H.Tananbaum, G.Zamorani, V.Zitelli*, Astrophys. J., 283, 50, 1984.
22. *I.Kovner*, Astrophys. J., 341, L1, 1989.