

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15

ФЕВРАЛЬ, 1979

ВЫПУСК 1

УДК 523.164.4

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КВАЗАРОВ И МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ

А. С. ЗЕНЦОВА

Поступила 5 июля 1977

Пересмотрена 14 октября 1978

Характер космологической эволюции квазаров накладывает полезные ограничения на модели источника энергии. Предложен метод сравнения наблюдаемой космологической эволюции квазаров с их эволюцией в модели аккрецирующей черной дыры. Рассматриваются различные модификации модели аккреции на черную дыру. Предлагаемый метод может быть использован для проверки и других моделей квазаров.

В последнее время все чаще высказывается предположение о том, что первопричиной наблюдаемой активности квазаров и радиогалактик является наличие в центральных областях этих объектов сверхмассивных черных дыр [1, 2]. В связи с этим представляется весьма важным рассмотрение модели квазара как сверхмассивной черной дыры в свете имеющихся наблюдательных данных. В данной заметке предложен метод сравнения наблюдаемой космологической эволюции квазаров с их эволюцией в модели аккрецирующей черной дыры. Этот метод состоит в следующем. Исследование функции распределения квазаров по видимой звездной величине полезно для характеристики эволюции объектов в недалеком прошлом и, в частности, позволяет определить параметр \bar{k} , характеризующий эволюцию объектов (см. (3)). С другой стороны, этот параметр может быть определен из теории в предположении, что источником энергии квазаров является аккреция вещества на сколлапсировавшие объекты. В рамках концепции сверхмассивной черной дыры были предложены следующие модели квазаров:

а) черная дыра, находящаяся в ядре галактики некоторого типа, излучающая за счет аккреции на нее межзвездного газа галактики [1];

б) одиночное сколлапсировавшее тело в межгалактической среде [3];
 в) черная дыра в звездном скоплении, на которую происходит аккреция газа звезд, разрушенных приливными силами дыры [4].

В предлагаемой работе показано, что гипотезы а) и б) о природе квазаров встречаются с серьезными трудностями при интерпретации космологической эволюции квазаров.

1. Эволюция квазаров. Число объектов, дающих поток излучения от S до $S + dS$, равно [5]

$$dN = AS^{-5/2} dS \left\{ 1 + \sqrt{\frac{\bar{S}}{S}} (z - 2\beta - 2\bar{k}) \right\}. \quad (1)$$

Здесь \bar{S} — поток от источника мощностью \bar{L} на расстоянии c/H_0 в евклидовом пространстве,

$$\bar{S} = \frac{\bar{L}}{4\pi (c/H_0)^2},$$

H_0 — постоянная Хаббла, A — некоторая постоянная, \bar{L} и \bar{k} — средневзвешенные по распределению величины, определяемые с помощью формул

$$V \bar{L} = \frac{\int_0^{\infty} W(L, 0) L^3 dL}{\int_0^{\infty} W(L, 0) L^{3/2} dL}, \quad (2)$$

$$\bar{k} = \frac{\int_0^{\infty} W(L, 0) \frac{dL}{dt} L dL}{H_0 \int_0^{\infty} W(L, 0) L^2 dL}, \quad (3)$$

$W(L, t)$ — функция распределения объектов по светимостям. При выводе соотношения (1) принято, что время t отсчитывается от настоящего момента, так что в момент испускания излучения объектом, имеющим красное смещение z , $t = -z/H_0(1+z)$ и проведено разложение функции $W(L, t)$ в ряд по малому для достаточно близких объектов ($z \lesssim 2$) параметру t , поэтому в (2) и (3) под знаком интеграла входит функция распределения по

светимостям $W(L, 0)$ для настоящего момента, $t = 0$. В формуле (1) $\tau = 4$, если эволюционный эффект источников сводится исключительно к изменению их абсолютной величины. Детальный анализ Шмидта [6] показал, что для квазаров, скорее всего, имеет место эволюция не светимости, а пространственной плотности объектов в единице сопутствующего объема. Эта эволюция происходит по закону $\bar{\nu}(z) \propto (1+z)^n$ при $z \leq z_{\max}$, где $n \approx 6$, $z_{\max} = 2 + 3$, причем она одинакова как в оптическом, так и в радиодиапазоне. При указанном характере эволюции квазаров $\alpha = 10$. Величина \bar{k} характеризует изменение светимости объектов, для частного случая одинаковых, синхронно эволюционирующих источников светимости L_0 она равна $\bar{k} = k = H_0^{-1} \left. \frac{d \ln L_0}{dt} \right|_{t=0}$.

В формуле (1) $\beta = 3 - n$, если спектральный поток можно приближенно аппроксимировать степенной функцией частоты $F_\nu \propto \nu^\beta$. По данным Оке и др. [7] для квазаров в оптическом диапазоне среднее значение n равно -1.0 .

Выражение (1) удобно для обработки наблюдений. Практически надо взять из наблюдений величину φ :

$$\varphi = S^{5/2} \frac{dN}{dS},$$

тогда из (1) следует, что

$$\varphi = A \left(1 + C \sqrt{\frac{\bar{S}}{S}} \right),$$

где $C = 10 - 2\beta - 2\bar{k}$. В результате обработки наблюдательных данных может быть найдена функция $f(S) = C \sqrt{\frac{\bar{S}}{S}}$. По определению $\bar{S} \lesssim S$, поэтому получим для C следующую оценку:

$$C \gtrsim \max f(S).$$

Поскольку излучение сверхмассивных черных дыр ожидается максимальным в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах, то для проверки обсуждаемой здесь гипотезы следует использовать результаты подсчетов квазаров в оптическом диапазоне. В работе [8] получена зависимость $N(m)$ для квазаров в функции видимой звездной величины в виде $\lg N(m) = am + \text{const}$, где $a = 0.69 \pm 0.04$. Используя этот результат, с помощью описанного выше метода мы нашли, что $C \gtrsim 5.2$ и $\bar{k} \leq -1.6$ (при $n = -1.0$). Эта оценка слабо зависит от значения a . В частном случае оди-

наковых, синхронно эволюционирующих источников $k = -2$ соответствует закону изменения светимости

$$L(t) = L(t_0) \exp |2H_0(t_0 - t)|, \quad (4)$$

где t отсчитывается от момента бесконечной плотности вещества и $t \leq t_0$.

Предполагая, что источником энергии квазаров является аккреция вещества на сверхмассивные черные дыры, определим k для объекта светимости L . Такой метод проверки моделей квазаров, основанный на расчете эволюции светимости отдельного источника с характерным значением L , представляется обоснованным, поскольку, согласно (4), изменение светимости квазаров происходит по медленной космологической шкале времени. Отметим, что другие авторы, исследовавшие результаты подсчетов квазаров, также приходят к выводу о том, что характерное время эволюции их светимости (определяемой формулой (2)) порядка космологического (см., например, [9]).

Для того, чтобы найти k из теории и сравнить его с эмпирическим значением \bar{k} , необходимо знать, как изменяется со временем спектральный поток на частоте наблюдений $S(t)$. Теория аккреции позволяет определить надежно лишь изменение интегрального потока $S_I(t)$. В первом приближении будем считать, что $S(t) \propto S_I(t)$.

2. *Черная дыра в центре галактики, находящейся на ранней стадии формирования.* Сэидидж [10] и Кристиан [11] показали, что феномен квазара происходит в ядрах массивных эллиптических галактик типа cD. Никаким фундаментальным принципам, а также наблюдательным данным не противоречит представление о квазарах как сверхмассивных черных дырах в центральных областях таких галактик.

Как изменялась светимость такого объекта в недалеком прошлом, в эпоху, соответствующую малым z ? В рассматриваемой модели газ, аккрецирующий на коллапсар, обладает относительно последнего значительным моментом вращения, в результате чего вокруг него образуется газовый диск. Поток массы на черную дыру M зависит от плотности $\rho(R)$ и температуры $T(R)$ газа на внешней границе диска с радиусом R , где скорость вращения близка к кеплеровской скорости, а также от массы вещества $M(R)$, заключенной внутри сферы радиуса R . Изменение $\rho(R)$ со временем обусловлено убылью массы газа вследствие конденсации его в звезды. Поскольку рассматривается эпоха, соответствующая малым z , когда относительная доля вновь образующихся звезд мала, будем считать, что $dT(R)/dt \approx 0$. Как показано ниже, $M(R) \approx \text{const}$.

Для определения k воспользуемся результатами расчетов эволюции галактик [12, 13]. В упомянутых расчетах принято, что вначале ($t = 0$)

протогалактика представляет собой гравитационно связанное газовое облако с массой $M_g = 5 \cdot 10^{11} M_\odot$, в дальнейшем оно фрагментирует на звезды; найдено, в частности, как меняется масса газа в галактике M_{gas} , и светимость ее звездной компоненты в процессе эволюции. Расчеты доведены до момента $t = 1.2 \cdot 10^{10}$ лет, когда $M_{\text{gas}} = (10^{-1} \text{--} 10^{-4}) \cdot M_g$ для моделей галактик различных типов. В стандартной модели дисковой аккреции [14] показано (см. формулу (2.19) в [14]), что вблизи внешней границы диска $\dot{M} \propto r^2 (R)$. Учитывая последнее соотношение и принимая $\dot{r}(R) \propto M_{\text{gas}}$, получим на основании данных [12]: $k = -0.5$ и $C = 3.0$ для эллиптических галактик, независимо от их подкласса (более поздняя работа [13] дает те же значения k и C). Как показано в [12] и [13], скорость поступления газа при его истечении из проэволюционировавших звезд в галактиках типа E пренебрежимо мала по сравнению с убылью газа при конденсации последнего в звезды вплоть до эпохи $z = 0$. При малых z изменение светимости звездной компоненты эллиптических галактик пренебрежимо мало по сравнению с падением светимости черной дыры при аккреции. Таким образом, закон эволюции источника в модели квазара как сверхмассивной черной дыры в центре эллиптической галактики отличен от закона эволюции квазаров, найденного из функции распределения по видимым звездным величинам.

Принимая закон эволюции (4), получим, что изменение $M(R)$ при аккреции вещества за период от $z=2$ до $z=0$ при $L=10^{43}$ эрг/сек

$$\Delta M(R) = 5 \cdot 10^7 M_\odot$$

мало по сравнению с $M(R) \geq M$, если масса черной дыры $M \geq 10^8 M_\odot$. Поскольку масса квазара оценивается $M = (10^8 \text{--} 10^{10}) M_\odot$, то приближение $M(R) \approx \text{const}$ можно считать оправданным.

3. Черная дыра в межгалактической среде. Реалистическая теория аккреции межгалактического газа на сверхмассивные сколлапсировавшие объекты построена в работе [15]. Если масса коллапсара

$$M > M_0 = 10^{10} \eta^{-1} \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-25} \text{ г/см}^3} \right)^{-1} \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}} \right)^{3/2} M_\odot,$$

то устанавливается критический режим аккреции с потоком массы $\dot{M}_c = 2 \cdot 10^{15} (M/M_\odot) \text{ г/сек}$ и светимостью $L_c = 10^{38} (M/M_\odot) \text{ эрг/сек}$, где ρ_∞ и T_∞ — плотность и температура газа вблизи критического радиуса

$$R_c \approx 3 \cdot 10^{13} \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}} \right)^{-1} \text{ см},$$

а η — к.п.д. переработки гравитационной энергии. В этом случае эволюция

источника происходит только из-за увеличения массы черной дыры при аккреции и

$$k = \frac{\dot{M}_r}{H_0 \dot{M}} = 400$$

при $H_0 = 75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}$. Если $M < M_0$, то реализуется докритический режим аккреции с потоком массы

$$\dot{M} = \frac{10^{28}}{c^2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{\rho_w}{10^{-28} \text{ г/см}^3} \right) \left(\frac{T_w}{10^4 \text{ К}} \right)^{-3.2} \text{ г/сек} \quad (5)$$

и светимостью $L = \gamma c^2 \dot{M}$. Плотность газа падает вследствие космологического расширения, соответствующий закон имеет вид

$$\frac{d\rho_w}{dt} = -3H_0 \rho_w. \quad (6)$$

Изменение светимости обусловлено главным образом ростом массы коллапсара при аккреции (как следует из дальнейшего, M возрастает на несколько порядков) и лишь в значительно меньшей степени — изменением температуры газа, поэтому примем, что $dT_w/dt = 0$. Принимая $\rho_w = 10^{-28} \text{ г/сек}$ и $T_w = 10^4 \text{ К}$, получим из (5) и (6)

$$k = \frac{2\dot{M}}{H_0 \dot{M}} - 3 = 4 \cdot 10^{-9} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) - 3, \quad (7)$$

откуда следует, что $k \geq 1$ при $M \geq 10^8 M_\odot$. С другой стороны, k и M можно выразить через L :

$$k = \frac{2L}{\gamma c^2 H_0 \dot{M}} - 3 = 10^8 \gamma^{-1} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{L}{10^{48} \text{ эрг/сек}} \right) - 3. \quad (8)$$

Из (8) находим, что $k > 1$ при $M \leq 10^8 M_\odot$, если $L = (10^{45} - 10^{48}) \text{ эрг/сек}$ ($\gamma = 0.06 - 0.4$). Таким образом, светимость в модели квазара как одиночной черной дыры возрастает в процессе эволюции; напротив, светимость квазара убывает, поэтому эта модель является неудовлетворительной.

В последнее время предложена модель квазара, в которой источником энергии является аккреция газа сверхмассивной черной дырой, захваченного ею при приливном разрушении окружающих звезд [4, 16]. Вопрос об эволюции такого гипотетического источника до сих пор не рассматривался. Это обстоятельство осложняет проверку гипотезы в) с помощью предложенной методики. Подробный анализ модели [4] и исследование ее эволюционных свойств будут даны в отдельной работе.

Отметим, что рассматриваемый здесь метод может быть использован для проверки других моделей квазаров.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

COSMOLOGICAL EVOLUTION OF QUASARS AND ENERGY SOURCE MODELS

A. S. ZENTSOVA

The character of the cosmological evolution of quasars gives useful restrictions to the models of energy source. A method of comparison of the observational cosmological evolution of quasars and their evolution in the model of accreting black hole is proposed. The different modifications of the model for accretion by the black hole is considered. The proposed method may be used to verify other models of quasars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Lynden-Bell*, *Nature*, 223, 690, 1969.
2. *L. M. Ozernoy*, *Proc. I Europ. Astron. Meeting*, 3, 65, 1974.
3. *M. Ryan*, *Ap. J.*, 177, L 79, 1972.
4. *T. Hills*, *Nature*, 254, 295, 1975.
5. *Я. Б. Зельдович, Н. Д. Новиков*, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, М., 1975.
6. *M. Schmidt*, *Ap. J.*, 162, 371, 1970.
7. *J. Oke, G. Neugebauer, E. Becklin*, *Ap. J.*, 159, 341, 1970.
8. *R. Bergamini, A. Braccetti, G. Colla*, *Astron. Astrophys.*, 23, 195, 1973.
9. *G. Mathez*, *Astron. Astrophys.*, 53, 15, 1976.
10. *A. Sandage*, in "Vatican Study Week on Nuclei of Galaxies", Dordrecht, 271, 1971.
11. *J. Kristian*, *Ap. J.*, 179, L 61, 1973.
12. *B. Tinsley*, *Ap. J.*, 151, 547, 1968.
13. *R. Larson*, *M. N.*, 173, 671, 1976.
14. *N. I. Shakura, R. A. Suntaev*, *Astron. Astrophys.*, 24, 337, 1973.
15. *Г. С. Бисноватый-Козан, А. А. Рудмайкин*, *Препринт ИГиМ. № 63*, 1974.
16. *P. Young, G. Shields, J. Wheeler*, *Ap. J.*, 212, 367, 1977.