

УДК 524.7

В. И. Жданов, А. Ю. Иващенко

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко
03127 Киев-127, просп. Акад. Глушкова 2**Корреляционная функция квазаров по данным SDSS DR3**

Найдены параметры двухточечной корреляционной функции квазаров $w(r) = (r_c/r)^\gamma$ по данным каталога квазаров SDSS DR3. Сначала определялись корреляционные функции по поперечным расстояниям с использованием специальной методики построения случайного каталога; затем параметры пространственной корреляционной функции получаются в предположении о локальной изотропии. Для квазаров с красными смещениями $z = 0.8 \dots 2.1$ получены значения $\gamma = 1.76 \pm 0.14$, $r_c = 6.60 \pm 0.85 h^{-1} \text{ Мпк}$ в интервале сопутствующих расстояний $2 \dots 30 \text{ Мпк}$ и $\gamma = 1.90 \pm 0.11$, $r_c = 6.95 \pm 0.57 h^{-1} \text{ Мпк}$ в интервале $2 \text{—} 50 \text{ Мпк}$. Эти значения в пределах ошибок согласуются со значениями, полученными для красных смещений $0.4 < z < 2.1$. Отмечается недостаток числа пар с размерами меньше 1 Мпк в исходном каталоге.

КОРЕЛЯЦІЙНА ФУНКЦІЯ КВАЗАРІВ ЗА ДАНИМИ SDSS DR3, Жданов В. І., Иващенко Г. Ю. — Знайдено параметри двоточкової кореляційної функції квазарів $w(r) = (r_c/r)^\gamma$ за даними каталогу квазарів SDSS DR3. Спочатку визначались значення кореляційної функції за поперечними відстанями із використанням спеціальної методики побудови випадкового каталогу; потім параметри просторової кореляційної функції отримано у припущенні про локальну ізотропію. Для квазарів з червоними зміщеннями $z = 0.8 \dots 2.1$ отримано значення показника $\gamma = 1.76 \pm 0.14$ та $r_c = 6.60 \pm 0.85 h^{-1} \text{ Мпк}$ в інтервалі супутніх відстаней $2 \dots 30 \text{ Мпк}$ та $\gamma = 1.90 \pm 0.11$, $r_c = 6.95 \pm 0.57 h^{-1} \text{ Мпк}$ в інтервалі $2 \dots 50 \text{ Мпк}$. У межах похибок узгоджуються зі значеннями, отриманими для червоних зміщень $0.4 < z < 2.1$. Відзначено нестачу кількості пар з розмірами, меншими за 1 Мпк у вихідному каталозі.

CORRELATION FUNCTION OF QUASARS FROM SDSS DR3, by Zhdanov V. I., Ivashchenko G. Yu. — Parameters of the two-point correlation function (CF) of quasars $w(r) = (r_c/r)^\gamma$ were found with the use of the SDSS DR3 quasar catalogue. For this purpose we firstly determined projected CF using the special technique of the random catalog construction. Then the parameters of the real-space CF were derived under the assumption of the local isotropy. For the quasars with redshifts of $0.8 \dots 2.1$ we obtained the values

of index $\gamma = 1.76 \pm 0.14$ and $r_c = 6.60 \pm 0.85 h^{-1} \text{Mpc}$ for comoving distances within the range of 2...30 Mpc together with $\gamma = 1.90 \pm 0.11$ and $r_c = 6.95 \pm 0.57, h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ for 2...50 Mpc. These results agree with the values obtained for redshift interval $0.4 < z < 2.1$ within error limits. We note a deficit of quasar pairs with separations less than 1 Mpc in the initial catalogue.

ВВЕДЕНИЕ

Корреляционные функции (КФ) распределений внегалактических объектов являются эффективным инструментом для исследования структуры Вселенной и проверки космологических теорий [2]. Особый интерес представляют КФ распределения квазаров. Этот класс объектов может служить индикатором концентраций темной материи на больших красных смещениях z , он также удобен для изучения эволюционных эффектов в структуре Вселенной [6, 7, 15, 16]. Отметим также возможность использования локальной изотропии трехмерной КФ для определения космологических параметров [3].

По общему мнению свойства КФ квазаров оказываются подобными КФ галактик. Укажем лишь последние работы [6, 7, 16], где на основе данных обзора 2dF QSO (2QZ) [8] получены корреляционная длина и наклон КФ. Для оценки угловой КФ квазаров и галактик используются разные издания обзора SDSS [10]. При этом значение наклона угловой КФ квазаров варьирует от 0.7 в работе [5] или 0.78 в [12] до 0.96 в работе [15], причем наклоны на разных интервалах различаются. Остается открытым вопрос об эволюционных эффектах в КФ квазаров, хотя он неоднократно затрагивался [16]; причина неопределенности в значительной степени обусловлена относительно небольшим (в сравнении с галактиками) количеством объектов в каталогах квазаров. Кроме того, превышение над случайным фоном числа пар квазаров с размерами меньше 10 Мпк, которое является определяющим для корреляционной длины r_0 , недостаточно большое. В работе [16] сделан вывод об увеличении r_0 с увеличением z , но с учетом указываемых погрешностей этот вывод требует дальнейшего подтверждения. В целом результаты подобных исследований целесообразно взаимно тестировать, используя различные методики обработки [9], которые по-разному, особенно в условиях ограниченной выборки, реагируют на систематические погрешности, вносимые эффектами селекции и вероятными отличиями КФ от степенной функции.

В настоящей работе используются элементы подхода работы [16] к определению параметров КФ квазаров, согласно которому основной акцент делается на расчет по поперечным (в картинной плоскости) сопутствующим расстояниям. Это позволяет сгладить влияние собственных движений объектов при определении продольных расстояний (по лучу зрения).

Здесь мы модифицируем подход [16] применительно к предложенному в [19] алгоритму построения рандомизированных каталогов сравнения, который учитывает неоднородности исходного каталога квазаров. В качестве исходных данных используется официальное издание DR3 каталога квазаров SDSS [17].

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И СЛУЧАЙНЫЕ КАТАЛОГИ

Каталог SDSS DR3 (<http://www.sdss.org/dr3>) содержит 46420 объектов с абсолютной звездной величиной ярче -22^m , которые содержат широкие эмиссионные линии или широкие линии поглощения; диапазон красных смещений составляет от 0.08 до 5.41 (здесь мы ограничимся диапазоном $z =$

$= 0.4...2.1$). Отметим, что в работе [15] при построении КФ квазаров отбор объектов SDSS производился на основе фотометрической классификации. Используемый ниже каталог SDSS DR3 является результатом более надежной спектральной классификации квазаров. Процедура отбора объектов детально описана в работе [10]. Она включает предварительный отбор кандидатов в квазары, в частности по их положению в цветовом пространстве. Затем производится визуальный просмотр спектров с последующей селекцией по абсолютной звездной величине; при этом отбираются объекты, имеющие эмиссионные линии с шириной более 1000 км/с. Как отмечается в работе [10], версия DR3 неполна относительно активных ядер галактик, что отражается на распределении этих объектов.

Здесь мы выбирали объекты каталога SDSS DR3 из интервала красных смещений $z = 0.8...2.1$, который является наиболее удобным для сравнения с результатами работы [16] по каталогу 2QZ QSO, где используется именно этот интервал. В настоящей работе интервал расширен до $z = 0.4...2.1$. Визуальный просмотр SDSS DR3 выделяет две достаточно однородные области (основную, верхнюю, $\delta \approx 25...65^\circ$, и нижнюю, $\delta \approx -5...10^\circ$ примерно при $\alpha \approx 125...250^\circ$); поэтому мы считаем наиболее надежными результаты, полученные в области $\alpha = 125...250^\circ$. Однако для сравнения мы обрабатывали также и другие части каталога, в том числе и весь каталог в целом.

При определении КФ необходимо оценивать превышения числа пар данного размера над случайным фоном. Для этого необходимо иметь «рандомизированный» каталог сравнения, позволяющий определить число пар в случае чисто случайного распределения некоррелированных объектов. Построение рандомизированного каталога является одним из ключевых моментов при определении КФ. Реальные каталоги отягощены эффектами селекции, которые связаны с ограниченностью и неоднородностью исследуемой пространственной области или обусловлены характеристиками используемых приемников, например их разной спектральной чувствительностью при исследовании объектов с большим разбросом по красному смещению. Часто сложно понять, отражают ли вариации поверхностной плотности свойства реального распределения, связанные с крупномасштабной структурой, либо же они обусловлены конкретными условиями наблюдений отдельных участков неба. Эти эффекты маскируют реальные корреляции распределения внегалактических объектов, обусловленные их физической связью. Поэтому необходимо, чтобы в каталоге сравнения были максимально учтены эффекты селекции, присущие исходному каталогу. Схема такого построения неоднозначна, разные схемы по-разному учитывают свойства исходного каталога. Возможный подход использует «маску» обзора [6]. Здесь мы попытались учесть эффекты неоднородности, используя алгоритм построения каталогов сравнения, предложенный в работе [19]. По этому алгоритму из выборки N объектов исходного каталога $\{(\theta_1, z_1), \dots, (\theta_N, z_N)\}$ формируется искусственный каталог $\{(\theta_1, z'_1), \dots, (\theta_N, z'_N)\}$, в котором набор $\{z'_1, \dots, z'_N\}$ образован путем случайной перестановки красных смещений $\{z_1, \dots, z_N\}$ из исходного списка. В новом «переставленном» каталоге, очевидно, размываются физические корреляции, поскольку объекты, которые были близкими в исходном каталоге, в среднем оказываются разнесенными на большие расстояния по лучу зрения. Тогда при определении числа пар с заданными спроектированными расстояниями можно отбросить пары с большими продольными расстояниями (больше $L \approx 50$ Мпк), которые заведомо не могут иметь корреляционной связи (см. ниже).

При этом сохраняется распределение объектов по углам $\theta = (\alpha, \delta)$ вместе со всеми его неоднородностями. Общее распределение объектов по красному смещению z также остается неизменным. Подобный способ построения рандомизированного каталога рассматривался также в работе [6] и сравнивался с методом генерации каталога, использующего маску обзора. Как следует из результатов этой работы, оба метода дают одинаковые результаты применительно ко всему обзору 2dF QSO в целом, когда в анализ вовлекаются квазары из достаточно большого интервала красных смещений. Однако при исследовании малых интервалов z , как отмечается в работе [6], использование «переставленного» каталога приводит к неточным результатам. Это связано с тем, что полное число пар «переставленного» каталога усредняется по всем z , т. е. некоторое превышение над случайным фоном остается, когда мы оставляем пары с продольным расстоянием меньше L . При рассмотрении всего каталога такое превышение невелико, оно значительно меньше других ошибок в исходном каталоге, но если формировать переставленный каталог из выборки с меньшим интервалом по z , ошибка может быть существенной. Это обстоятельство, однако, легко обойти. Для этого в настоящей работе мы во всех случаях формируем рандомизированный каталог по методу [19] из всего исходного каталога, т. е. для всего интервала красных смещений, а после этого работаем в более узком интервале z .

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СТЕПЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ

В соответствии с [2] для произвольно выбранного квазара в точке \mathbf{r}_i вероятность найти соседний квазар в элементе объема dV на расстоянии r равна

$$dP_i = n_i[1 + w(r)]dV, \quad (1)$$

где $n_i = n(\mathbf{r}_i)$ — объемная плотность числа квазаров вблизи \mathbf{r}_i , а $w(r)$ по определению есть КФ, которая существенно отличается от нуля лишь при $r < L$, где $L \approx 40...50$ Мпк — характерный масштаб корреляций по сопутствующим расстояниям. Предполагается, что: 1) $n(\mathbf{r})$ изменяется на масштабах, значительно больших L , а на масштабах, меньших L , изменениями $n(\mathbf{r})$ можно пренебречь; 2) объемное распределение квазаров является локально изотропным, т. е. $w(r)$ зависит только от относительного расстояния между квазарами r , которое оценивается по соотношениям евклидовой геометрии (что в нашем случае допустимо на масштабах порядка нескольких десятков мегапарсек). Формулу (1) следует сравнивать с аналогичным выражением для чисто случайного распределения: $dP_i = n_i dV$, $w = 0$.

Далее мы ограничиваемся предположением, что объемная плотность числа квазаров в окрестности каждой точки, определяемой угловым положением θ на небе и красным смещением z , имеет вид $n(\mathbf{r}) = n_{\text{угл}}(\theta)f(z)$, где распределение $f(z)$ по красным смещениям предполагается одинаковым для всех участков обзора. Строго говоря, необходимо учитывать также и изменения формы $f(z)$ для разных областей неба, однако эти изменения, оцениваемые при разбиении каталога на отдельные участки, не существенны на фоне пуассоновских шумов. Поэтому на данном этапе мы учитываем только вариации поверхностной плотности, хотя для контроля мы сравнивали КФ для разных участков каталога.

Как отмечалось выше, вместо прямого определения КФ по красным смещениям и угловым координатам мы предпочитаем работать с величинами, полученными в результате интегрирования по лучу зрения, поскольку при объемной дискретизации приходится иметь дело с малыми числами пар в ячейках. Кроме того, точность расстояния в паре по лучу зрения, определяемая по разности красных смещений Δz , осложнена неизвестными собственными движениями квазаров. Переход от объемной КФ к КФ по спроектированным расстояниям при учете локальной изотропии в определенной степени устраняет эти недостатки.

Традиционно КФ аппроксимируют степенной функцией $w(r) = (r_c/r)^\gamma$, где γ — наклон КФ, а r_c — корреляционная длина. Нам понадобится связь $w(r)$ с распределением числа пар квазаров по расстояниям, спроектированным на картинную плоскость. Выберем в окрестности каждого квазара цилиндрические координаты $\{\rho, \varphi, \zeta\}$, где ось ζ направлена по лучу зрения, а ρ — расстояние до проекции соседа (поперечное, или спроектированное расстояние) на плоскость $\zeta = 0$, ортогональную к лучу зрения. Для квазара в начале координат вероятность обнаружения соседа в элементе $dS = 2\pi\rho d\rho$ на поперечном расстоянии ρ при $|\zeta| < L$ равна

$$dP = n_i \left[2L + \int_{-L}^L w(\sqrt{\rho^2 + \zeta^2}) d\zeta \right] dS \approx n_i \left[2L + \int_{-\infty}^{\infty} w(\sqrt{\rho^2 + \zeta^2}) d\zeta \right] dS.$$

Отсюда общее число пар при $|\zeta| < L$, имеющих спроектированное расстояние из промежутка $[\rho, \rho + d\rho]$ между квазарами, составляет

$$dN_p = \frac{1}{2} \left(\sum_i n_i \right) \left[2L + \int_{-\infty}^{\infty} w(\sqrt{\rho^2 + \zeta^2}) d\zeta \right] dS, \quad (2)$$

где множитель $1/2$ учитывает, что при суммировании каждый квазар встречается дважды, $n_i = n_{\text{угл}}(\theta_i) f(z_i)$. В случае каталога сравнения, построенного по указанному выше алгоритму, в область $|\zeta| < L$ попадет число пар, соответствующее случайному распределению

$$dN_p^* = \frac{1}{2} L \left(\sum_i n'_i \right) dS, \quad n'_i = n_{\text{угл}}(\theta_i) f(z'_i). \quad (3)$$

Наборы $z = \{z_1, \dots, z_N\}$ и $z' = \{z'_1, \dots, z'_N\}$ имеют одинаковые распределения, причем в этой формуле все z_i и z'_i можно приближенно считать независимыми. Усреднение по z_i или z'_i дает

$$\langle \sum_i n_i \rangle_z = \sum_i n_{\text{угл}}(\theta_i) \langle f(z_i) \rangle_{z_i} = \langle \sum_i n'_i \rangle_{z'}. \quad (4)$$

Корень из дисперсии этого выражения имеет порядок $N^{-1/2}$, где N — число объектов в выборке, т. е. с этой точностью $\sum_i n_i \approx \sum_i n'_i$. Вместе с тем эта оценка может не учитывать неизвестных систематических эффектов, которые могут приводить к небольшому отличию от единицы отношения

$$\frac{\sum_i n_i}{\sum_i n'_i} = 1 + a. \quad (5)$$

Это обстоятельство может оказаться существенным и при других методиках построения случайного каталога, особенно на больших ρ , где

имеется большое число пар при малом превышении этого числа над случайным фоном.

Пренебрегая вкладом величины порядка aw , который в расчетах оказывается достаточно малым, имеем

$$\frac{dN_p}{dN_p^*} = (1 + a) \left[1 + \frac{1}{2L} \int_{-\infty}^{\infty} w(\sqrt{\rho^2 + \xi^2}) d\xi \right] \approx 1 + a + \frac{1}{2L} \int_{-\infty}^{\infty} w(\sqrt{\rho^2 + \xi^2}) d\xi.$$

Отметим, что в это выражение не входят величины $n_{\text{угл}}(\theta_i)$, и таким образом частично устраняются эффекты неоднородности.

Полагая $w(r) = (r_c/r)^\gamma$, имеем

$$\frac{dN_p}{dN_p^*} - 1 = a + \frac{B}{\rho^{\gamma-1}}, \quad B = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(\frac{\gamma-1}{2}\right)}{2L\Gamma\left(\frac{\gamma}{2}\right)} r_c^\gamma. \quad (6)$$

В реальных подсчетах вводится интервал дискретизации D и подсчитывается число пар квазаров $\Delta N_p(k)$ со спроектированным расстоянием $\rho \in [kD, (k+1)D]$. Интегрируя (2) и (3) в пределах соответствующего кольца, получим

$$Y(k, a, B, \gamma) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Delta N_p(k)}{\Delta N_p^*(k)} - 1 = a + BX(k, \gamma), \quad (7)$$

где

$$X(k, \gamma) = \frac{2(\rho_{k+1}^{3-\gamma} - \rho_k^{3-\gamma})}{(3-\gamma)(\rho_{k+1}^2 - \rho_k^2)}, \quad \rho_k = kD.$$

Подчеркнем, что ΔN_p учитывает практически все пары, для которых можно ожидать какую-то корреляционную связь между квазарами. Пары с большими значениями $|\xi| > L$, которые лишь вносят ненужные погрешности, исключаются из рассмотрения.

Подгонка зависимости (5) производилась путем минимизации невязки

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{\text{dof}}} \sum_k W_k [Y_k(k) - Y(k, a, B, \gamma)]^2, \quad (8)$$

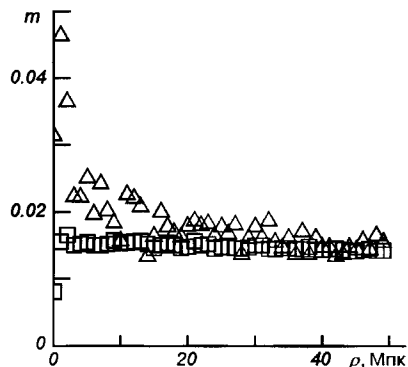
где N_{dof} — число степеней свободы, $Y_k(k) = \frac{\Delta N_p(k)}{\Delta N_p^*(k)} - 1$ — результаты

подсчета по каталожным данным. Веса W_k выбирались обратно пропорционально дисперсиям данных для каждого k -го интервала с учетом числа пар, полагая $\sigma(\Delta N_p(k)) = \sqrt{\Delta N_p(k)}$ и используя данные о количестве пар (исходные либо усредненные после первого этапа подгонки). Для каждого значения $\alpha = \gamma - 1$ из интервала от 0.1 до 2.0 условия минимума величины (8) дают систему двух линейных уравнений относительно α и B , решая которую получаем значение $\chi^2(\alpha)$. После этого задача сводится к численному нахождению минимума функции одной переменной.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При определении относительных положений квазаров мы использовали пространственно-плоскую ($\Omega_{\text{tot}} = 1$) космологическую модель, где расстояние по угловому диаметру есть [1]

Рис. 1. Плотности числа пар $m(\rho)$ (треугольники) для исходного каталога в зависимости от спроектированного расстояния ρ , $m^*(\rho)$ (квадратики) — среднее по 50 реализациям для рандомизированного каталога; $z = 0.8...2.1$



$$D_{\text{угл}}(z) = \frac{c}{H_0(1+z)} \int_0^z \frac{dt}{[\Omega_\Lambda + (1 - \Omega_\Lambda)(1+z)^3]^{1/2}},$$

а собственное расстояние по лучу зрения между близкими объектами равно

$$\xi = \frac{c}{H_0(1+z)[\Omega_\Lambda + (1 - \Omega_\Lambda)(1+z)^3]^{1/2}}.$$

При вычислении расстояний принято $H_0 = 73$ км/(с·Мпк), $\Omega_\Lambda = 0.72$ согласно [18]; в оценках корреляционной длины результат приведен в единицах h^{-1} Мпк. Для расчета расстояния между двумя квазарами в этих формулах в качестве z выбиралось среднее красное смещение. При вычислении собственного расстояния между квазарами пары r_{prop} мы пренебрегали отклонениями от евклидовой геометрии, имея в виду определение корреляционной функции на масштабах до 50 Мпк по сопутствующему расстоянию $r_{\text{cmv}} = (z+1)r_{\text{prop}}$. На рис. 1 показана зависимость плотности числа пар $m(\rho_k) = \Delta N_p(k)/(L\Delta S_k)$ (где $\rho_k = kD$, $\Delta S_k = \pi(2k+1)D^2$) от поперечного сопутствующего расстояния. В идеальном случае полностью случайного распределения, т. е. при отсутствии корреляционных связей и эффектов селекции величина $m(\rho)$ должна быть постоянной. Аналогичные величины вычислялись для рандомизированных каталогов сравнения. Мы генерировали от 40 до 100 реализаций таких каталогов для каждой выборки; после усреднения по этим реализациям вычислялась средняя плотность $m^*(\rho_k) = \Delta N_p^*(k)/(L\Delta S_k)$.

Величина $m^*(\rho)$ немного уменьшается (это практически незаметно на рис. 1, но хорошо видно на больших интервалах, которые здесь не показаны). Различие между $m(\rho)$ и $m^*(\rho)$ обусловлено реальными корреляциями. С увеличением ρ эти зависимости практически совпадают, как и следовало ожидать в связи с ослаблением корреляций на больших расстояниях. Но данные $m^*(\rho)$ имеют меньший разброс, так как они получены в результате усреднения по многим реализациям. При $\rho < 2$ Мпк, и особенно при $\rho < 1$ Мпк плавный ход зависимости $m^*(\rho)$ нарушается, что указывает на недостаток числа пар в каталоге SDSS DR3 на этих масштабах. Это обстоятельство мы обнаружили также и в каталоге 2QZ.

Оптимальные значения параметров α и r_c , соответствующие минимуму (8), представлены в табл. 1—3 для разных выборок каталога SDSS DR3.

Рассмотрены несколько вариантов обработки:

Таблица 1. Сравнение разных вариантов обработки. Наклон $\gamma = \alpha + 1$ и корреляционная длина пространственной корреляционной функции

Интервал, Мпк	γ	$r_c, h^{-1}\text{Мпк}$	χ	a
125° < α < 250°; $z = 0.8...2.1$; $L = 40$ Мпк				
2...50 (а)	1.87±0.28	7.84±0.66	1.18	-0.01±0.15
2...50 (б)	1.92±0.11	6.93±0.56	1.06	0
2...50 (в)	1.7	6.23±0.35	1.25	0
2...50 (в)	1.9	7.67±0.42	1.18	0
Весь каталог; $z = 0.8...2.1$; $L = 50$ Мпк				
2...50 (а)	1.47±0.26	7.17±0.70	1.11	-0.20±0.26
2...50 (б)	1.86±0.09	6.98±0.51	1.13	0
2...50 (в)	1.6	6.93±0.85	1.22	0
2...50 (в)	1.7	5.77±0.30	1.17	0
2...50 (в)	1.8	6.48±0.80	1.13	0

Таблица 2. Наклон $\gamma = \alpha + 1$ и корреляционная длина пространственной корреляционной функции. Расчет по методу б); K — коэффициент корреляции величин r_c, α

Интервал, Мпк	γ	$r_c, h^{-1}\text{Мпк}$	χ	K
SDSS DR3: 125° < α < 250°; $z = 0.8...2.1$				
1...30, $L = 50$	1.82±0.12	7.06±0.56	0.95	0.71
1...50, $L = 50$	1.92±0.10	7.14±0.48	1.03	0.65
2...30, $L = 50$	1.76±0.14	6.60±0.85	0.96	0.86
2...50, $L = 50$	1.90±0.11	6.95±0.57	1.04	0.73
2...30, $L = 40$	1.85±0.13	6.74±0.65	0.97	0.79
2...50, $L = 40$	1.92±0.11	6.93±0.56	1.06	0.81
SDSS DR3: 125° < α < 250°; $z = 0.4...2.1$				
2...30, $L = 50$	1.74±0.15	5.92±0.83	1.00	0.87
2...50, $L = 50$	1.86±0.12	6.14±0.62	1.01	0.85
SDSS DR3: 0° < α < 360°; $z = 0.8...2.1$				
2...30, $L = 50$	1.72±0.13	6.64±0.78	1.11	0.90
2...50, $L = 50$	1.86±0.09	6.98±0.50	1.14	0.78

Таблица 3. Значения r_c (в единицах $h^{-1}\text{Мпк}$) и χ для фиксированных γ в разных интервалах z . Расчет по варианту в) (при $a = 0$). Область каталога SDSS DR3: $\alpha = 125...250^\circ$. Интервал поперечных расстояний $r = 1...50, L = 50$ Мпк

γ	$z = 0.8...1.3$		$z = 1.3...1.7$		$z = 1.7...2.1$		$z = 1.9...2.5$	
	r_c	χ	r_c	χ	r_c	χ	r_c	χ
1.6	4.79±0.45	1.08	4.14±0.69	1.10	5.56±0.63	1.22	6.44±0.82	1.01
1.7	5.54±0.58	1.06	4.83±0.66	1.06	6.37±0.68	1.19	7.33±0.92	0.99
1.8	6.24±0.52	1.04	5.47±0.69	1.02	7.12±0.69	1.17	8.13±0.80	0.98
1.9	6.87±0.77	1.03	6.06±0.79	0.99	7.80±0.63	1.16	8.86±0.99	0.98

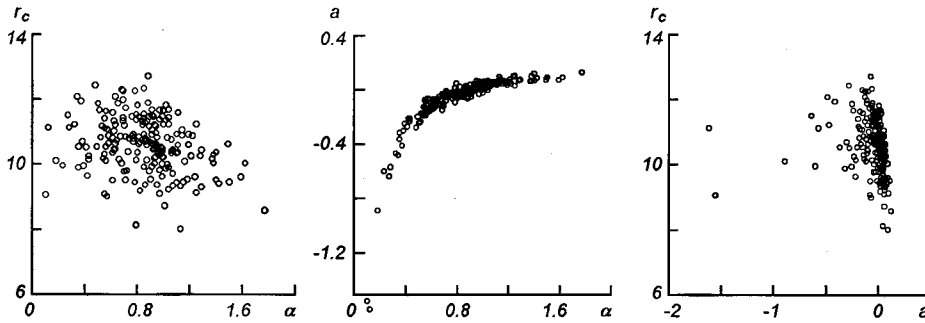


Рис. 2. Разброс результатов при моделировании методом Монте-Карло. Интервал 2...50 Мпк, $125^\circ < \alpha < 250^\circ$; $z = 0.8...2.1$; $L = 50$ Мпк

- а) минимизация (8), где величина $Y(k, a, B, \gamma)$ взята из формулы (7);
- б) то же, но в $Y(k, a, B, \gamma)$ опущена аддитивная константа ($a = 0$);
- в) то же, при $a = 0$, а значение α считается наперед заданным.

Результаты сравнения расчетов по этим вариантам показаны в табл. 1. Рассматривался также вариант, когда величина α считалась наперед заданной, но a была определяемым параметром. На некоторых этапах обработки мы также использовали сглаживание зависимости $m^*(\rho)$, которая на участке 2...50 Мпк близка к линейной; часто это позволяет уменьшить число генерируемых случайных каталогов при практически тех же результатах.

Остановимся на роли аддитивного параметра a , введение которого, как указано выше, может иметь смысл при отличии отношения (5) от единицы. Поскольку мы имеем дело с единственной реализацией исходного каталога, проверка этого параметра особенно важна при работе с большими ρ , где отношение полезного сигнала к шуму минимально. Параметр $\alpha = \gamma - 1$ оказывается сильно скоррелированным с a при обработке по варианту а) (см. рис. 2); соответствующий коэффициент корреляции приблизительно равен 0.8. Это объясняет несколько большие значения γ в табл. 1 при обработке по варианту б) с учетом того, что вариант а) показывает отрицательные, хотя и небольшие, значения a . Однако для основного массива данных параметр a следует считать несущественным. Поэтому далее мы ограничиваемся в основном вариантом б), хотя для контроля мы тестировали результаты также и по методу а). В целом результаты обработки разными методами соответствуют друг другу в рамках ошибок. Следует отметить, что в случаях, когда a является определяемым параметром, минимум $\chi^2(\alpha)$ оказывается неглубоким, особенно в методе а), что и объясняет большую дисперсию α в этом случае.

Как видно из табл. 2, наклон γ и корреляционная длина r_0 немного изменяются при подсчетах числа пар с разными размерами. Это обстоятельство, замечавшееся и ранее [16], может свидетельствовать об отклонениях от степенной модели для $w(r)$. Поэтому мы всюду указываем интервал поперечных расстояний r , в котором определялись параметры γ и r_0 .

При оценке ошибок формировался ансамбль наборов новых «экспериментальных» данных на основе пуассоновской статистики с параметрами, соответствующими результатам предыдущей подгонки. Интервал поиска α для каждого набора здесь выбирался с запасом (от 0.1 до 3.1). В итоге получался ансамбль параметров a, B, γ , который служил основой для всех

оценок погрешностей, коэффициентов корреляции и т. п. Типичный разброс параметров показан на рис. 2.

ОБСУЖДЕНИЕ

В контексте данной работы интересен вопрос, насколько параметры КФ квазаров отличаются от КФ галактик, определяемые при меньших z ? С ним связано несколько вопросов: а) можно ли выявить такие отличия в распределениях объектов на разных z по наличным данным? б) отличается ли распределение квазаров как специального типа объектов от распределения галактик при одинаковых z ; в) насколько вообще оправданна степенная модель для КФ?

Что касается вопроса а), то результаты, показанные в табл. 3, не дают возможность обнаружить тенденцию в поведении КФ при изменении z в интервале 0.8...2.5 по данным SDSS DR3. Мы выбрали этот интервал для сравнения с аналогичным результатом работы [16], где для этого интервала сделан вывод об увеличении r_c с увеличением z на основе данных каталога квазаров 2dF. Однако вывод этой работы сделан по трем точкам, и с учетом указанных в работе [16] погрешностей его нельзя считать убедительным.

Мы получили $\gamma = 1.76 \pm 0.14$, $r_0 = 6.60 \pm 0.85$ в интервале 2...30 Мпк и $\gamma = 1.90 \pm 0.11$, $r_0 = 6.95 \pm 0.57$ в интервале 2...50 Мпк; эти значения получены для выборки квазаров с красными смещениями $z = 0.8...2.1$ из области $125^\circ < \alpha < 250^\circ$. Эти результаты мы считаем наиболее надежными с точки зрения полноты выборки. В рамках нашего построения рандомизированных каталогов по данным SDSS DR3, а также и 2dF обращает внимание недостаток числа пар при $\rho < 1$ Мпк, что вряд ли может быть физическим эффектом (см. ниже). По-видимому, это связано со спецификой наблюдений.

Близкие параметры (совпадающие в пределах погрешности) получены и для красных смещений $z = 0.4...2.1$ ($125^\circ < \alpha < 250^\circ$), и для всего каталога при $z = 0.8...2.1$. Для интервала 2...50 Мпк параметры несколько больше, чем типичные значения для галактик. Аналогичная картина наблюдается и в случае угловой КФ [12, 15]. Вместе с тем приведем значения $\gamma = 1.5 \pm 0.2$, $r_0 = 4.8^{+0.9}_{-1.5} h^{-1}$ Мпк, полученные в работе [16] для 2dF. Мы также провели обработку данных для этого каталога нашим методом; результаты согласуются в пределах погрешностей с результатом [16], т. е. значения γ и r_0 , получаемые по данным 2dF, действительно оказываются меньшими, чем в случае SDSS DR3. Указанные различия находятся на пределе 2σ ; вероятно, они связаны с систематическими каталожными эффектами. С учетом этих замечаний пока еще трудно сделать какие-либо выводы по вопросу б). Более того, и здесь мы уже переходим к вопросу в), в случае разных типов галактик, как указано в работе [4], корреляционная длина может отличаться в полтора раза, а наклон угловой КФ изменяется от 0.68 ± 0.09 в случае голубых галактик до 0.96 ± 0.05 для эллиптических галактик. Подобный разброс можно ожидать и в случае квазаров. По-видимому, для квазаров, как и для галактик, зависимость $w(r)$ представляется более сложной регрессией, чем степенная [4, 5]. Специально проведенные наблюдения [11] в окрестности квазаров из обзоров SDSS и 2dF обнаружили 218 новых пар с размерами $r_{prop} < 1 h^{-1}$ Мпк, из чего был сделан вывод о более крутом поведении КФ на собственных расстояниях порядка десятков килопарсек: здесь число ряд пар на порядок больше, чем предсказываемое по КФ, определенной на масштабах $r_{prop} > 3 h^{-1}$ Мпк.

В заключение отметим, что использованный в данной работе метод [19] построения рандомизированного каталога не искажает одночастичных распределений по угловым величинам и по красному смещению и удобен для изучения кластеризации квазаров на расстояниях до 10...15 Мпк, где как раз и ожидается наибольшая корреляционная связь пар этих объектов. Определение параметров пространственной КФ при помощи КФ по поперечным расстояниям с использованием интегрирования по лучу зрения снижает уровень погрешностей, обусловленный пуассоновскими флуктуациями числа пар, а также вкладом собственных движений при определении продольных расстояний [16]. Взамен, однако, мы связаны выбором модельной зависимости (степенная КФ) и ограничиваем возможность коррекции формы КФ. Впрочем, для имеющихся наблюдательных данных отличия КФ на разных интервалах вряд ли можно обнаружить на достаточном уровне достоверности.

Представляет интерес модифицировать использованный метод аналогично тому, как это было сделано в работе [6] для исследования кластеризации отдельно по продольным и по поперечным расстояниям относительно луча зрения. Характеристики КФ для продольных и поперечных расстояний рассчитываются на основе наблюдаемых дифференциальных красных смещений и угловых размеров пар; их можно связать с учетом локальной изотропии трехмерной КФ [3]. В работе [3] эта идея выдвигалась для оценки космологических параметров. В настоящее время, однако, для этого имеются более точные методы [18]. С другой стороны, задаваясь известными значениями Ω_M , Ω_Λ и сравнивая корреляционную длину в продольном и поперечном направлениях относительно луча зрения, можно получить статистическую оценку собственных движений квазаров, которые дают вклад в наблюдаемые красные смещения.

1. Вейнберг С. Гравитация и космология. — М.: Мир, 1975.—696 с.
2. Публз Ф. Дж. Э. Структура Вселенной в больших масштабах. — М.: Мир, 1983.—408 с.
3. Alcock C., Paczynski B. An evolution free test for non-zero cosmological constant // Nature.—1979.—281.—P. 358—359.
4. Budavary T., Connolly A. J., Szalay A. S., et al. Angular clustering with photometric redshifts in the Sloan Digital Sky Survey: Bimodality in the clustering properties of galaxies // Astrophys. J.—2003.—595, N 1.—P. 59—70.
5. Connolly A. J., Scranton R., Johnston D., et al. The angular correlation function of galaxies from early Sloan Digital Sky Survey Data // Astrophys. J.—2002.—579, N 1.—P. 42—47.
6. Croom S. M., Boyle B. J., Shanks T., et al. The 2dF QSO Redshift Survey. XIV. Structure and evolution from the two-point correlation function // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2005.—356, N 2.—P. 415—438.
7. Croom S. M., Shanks T., Boyle B. J., et al. The 2dF QSO redshift survey. II. Structure and evolution at high redshift // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2001.—325, N 2.—P. 483—496.
8. Croom S. M., Smith R. J., Boyle B. J., et al. The 2dF QSO redshift survey. XII. The spectroscopic catalogue and luminosity function // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2004.—349, N 4.—P. 1397—1418.
9. Hamilton A. J. S. Toward better ways to measure the galaxy correlation function // Astrophys. J.—1993.—417.—P. 19.
10. Hawkins E., Maddox S., Cole S., et al. The 2dF galaxy redshift survey: Correlation functions, peculiar velocities and the matter density of the Universe // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2003.—346, N 1.—P. 78—96.
11. Hennawi J. F., Sreanu M. A., Ogury M., et al. Binary quasars in the Sloan Digital Sky Survey: evidence for excess clustering at small angles // Astron. J.—2006.—131 (1)—P. 1—23.
12. Ivashchenko G. Yu., Zhdanov V. I. The angular correlation function of quasars from SDSS DR3 // WDS'06 Proceedings of Contributed Papers: Part III — Physics / Eds J. Safrankova, J. Pavlu. — Prague: Matfyzpress, 2006.—P. 24—26.
13. Landy S. D., Szalay A. S. Bias and variance of angular correlation functions // Astrophys. J.—1993.—412, N 1.—P. 64—71.

14. *Martinez V. J., Saar E.* Clustering statistics in cosmology // Proc. SPIE—2002.—4847.—P. 86—100.—(Astron. Data Analysis II / Eds J.-L. Starck, F. D. Murtagh).
15. *Myers A. D., Brunner R. J., Richards G. T., et al.* First Measurement of the Clustering Evolution of Photometrically Classified Quasars // *Astrophys. J.*—2006.—638, N 2.—P. 622—634.
16. *Porciani C., Magliocchetti M., Norberg P.* Cosmic evolution of quasar clustering: implications for the host haloes // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2004.—355, N 3.—P. 1010—1030.
17. *Schneider D. P., Hall P. B., Richards G. T., et al.* The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. III. Third data release // *Astron. J.*—2005.—130, N 2.—P. 367—380.
18. *Spergel D. N., Bean R., Dore O., et al.* Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three year results: Implications for cosmology // arXiv:astro-ph/0603449.
19. *Zhdanov V. I., Surdej J.* Quasar pairs with arcminute angular separations // *Astron. and Astrophys.*—2001.—372, N 1—7.
20. *Zhdanov V. I., Surdej J.* Physical Grouping Of Quasars from Veron-Cetty & Veron and 2df Catalogs // *Вісник Київ. ун-ту. Сер. Астрономія.*—2003.—Вип. 39-40.—С. 78—80.

Поступила в редакцію 27.02.07