

УДК 524.7

**А. Ю. Иващенко, В. И. Жданов**

Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко

### **Корреляционная функция квазаров и искажение пространства красных смещений по данным SDSS DR5**

*Для интервала  $z = 0.8...2.2$  определены параметры двухточечной корреляционной функции (ДКФ) квазаров и  $\gamma$ -параметр искажения пространства красных смещений, связанный с крупномасштабными потенциальными течениями. В качестве исходных данных использована выборка квазаров из обзора SDSS DR5. Оценки сделаны в рамках степенной модели ДКФ  $\xi(r) = (r_0/r)^{\gamma}$  для сопутствующих расстояний  $r = 2...50$  Мпк между квазарами в парах; космологические параметры предполагаются известными:  $\Omega_M = 1 - \Omega_\Lambda = 0.726$ ,  $H_0 = 70.5$  км/(с Мпк). Найденные значения параметров:  $\gamma = 1.77 \pm 0.20$ ,  $r_0 = 5.52 \pm 0.95$  Мпк/г на интервале  $2...30$  Мпк и  $\gamma = 1.91 \pm 0.11$ ,  $r_0 = 5.82 \pm 0.61$  Мпк/г на интервале  $2...50$  Мпк. Среднее значение  $\gamma = 0.43 \pm 0.22$ .*

*КОРЕЛЯЦІЙНА ФУНКЦІЯ КВАЗАРІВ І ВИКРИВЛЕННЯ ПРОСТОРУ ЧЕРВОНИХ ЗМІЩЕНЬ ЗА ДАНИМИ SDSS DR5, Иващенко Г. Ю., Жданов В. І. — Для інтервалу  $z = 0.8...2.2$  визначено параметри двоточкової кореляційної функції (ДКФ) квазарів і  $\gamma$ -параметр викривлення простору червоних зміщень, пов'язаний з великомасштабними потенціальними течіями. Як вихідні дані була використана вибірка квазарів з огляду SDSS DR5. Оцінки зроблено в рамках степеневі моделі ДКФ  $\xi(r) = (r_0/r)^\gamma$  для супутніх відстаней  $r = 2...50$  Мпк між квазарами в парах; космологічні параметри вважаються відомими:  $\Omega_M = 1 - \Omega_\Lambda = 0.726$ ,  $H_0 = 70.5$  км/(с Мпк). Знайдено значення параметрів:  $\gamma = 1.77 \pm 0.20$ ,  $r_0 = 5.52 \pm 0.95$  Мпк/г на інтервалі  $2...30$  Мпк та  $\gamma = 1.91 \pm 0.11$ ,  $r_0 = 5.82 \pm 0.61$  Мпк/г на інтервалі  $2...50$  Мпк. Середнє значення  $\gamma = 0.43 \pm 0.22$ .*

*CORRELATION FUNCTION OF QUASARS AND REDSHIFT-SPACE DISTORTIONS FROM SDSS DR5 DATA, by Ivashchenko G. Yu., Zhdanov V. I. — We determined the parameters of two-point correlation function of quasars with  $z$  from 0.8 to 2.2 and redshift-space distortion parameter associated with large-scale infall. A sample of quasars from SDSS DR5 was used as initial data. All the estimates were obtained within the power-law correlation function model  $(r) = (r_0 / r)$  for comoving separations between quasars in pairs in the range from 2 to 50 Mpc; cosmological parameters are considered to be known:  $\Omega_M = 0.726$ ,  $H_0 = 70.5 \text{ km/(s Mpc)}$ . The obtained parameters have the following values:  $\beta = 1.77 \pm 0.20$ ,  $r_0 = 5.52 \pm 0.95 \text{ Mpc/h}$  within the distance interval 2–30 Mpc and  $\beta = 1.91 \pm 0.11$ ,  $r_0 = 5.82 \pm 0.61 \text{ Mpc/h}$  within the distance interval 2–50 Mpc. The mean value of the distortion parameter is  $\beta = 0.43 \pm 0.22$ .*

## ВВЕДЕНИЕ

Определение пекулярных скоростей внегалактических объектов является одной из актуальных задач современной астрономии, имеющих первостепенное значение для изучения структуры Вселенной. Сложности этой задачи, связанные с необходимостью оценки расстояний независимо от измерений красного смещения, хорошо известны. Если в случае Местного объема такие измерения удастся провести, что, например, дает возможность оценить массу Местной группы [17], то на больших расстояниях прямые систематические оценки скоростей невозможны. Здесь на помощь приходят статистические методы. Например, на масштабах до 200 Мпк, используя регрессии Талли — Фишера и Фабера — Джексона, удастся определить апекс и амплитуду нехаббловских потоков, оценить характеристики больших концентраций массы, а также некоторые космологические параметры [25, 31]. Другое направление исследований распределений по скоростям связано с так называемым «пространством красных смещений» (ПКС), в котором продольные координаты объектов вычисляются формально по красному смещению, без учета их (неизвестных) пекулярных скоростей. Влияние скоростей галактик и квазаров относительно реликтового фона приводит к искажению формы двухточечной корреляционной функции (ДКФ) в ПКС по сравнению с реальным пространством. Эти скорости можно разбить на две составляющие. Это (i) средние скорости потенциальных течений, которые возникают из-за гравитационного притяжения со стороны неоднородностей плотности («потенциальные» скорости), и (ii) остаточные составляющие скоростей («случайные» скорости). Такие случайные скорости могут быть обусловлены обменом импульсами между отдельными объектами, например при вириализации скоплений галактик. Искажение ДКФ в ПКС допускает теоретические оценки [6, 16, 19, 30]. «Потенциальные» скорости (i)

приводят к сплющиванию ДКФ (эффект «бычьего глаза» [30]), тогда как «случайные» скорости (ii), наоборот, растягивают ДКФ вдоль луча зрения (эффект «пальцев Бога», когда говорят о скоплениях галактик в ПКС, или «пальца Бога», когда идет речь о ДКФ галактик или квазаров). Благодаря тому что эти эффекты действуют на разных масштабах, их можно разделить. Эффект (i) характеризуется  $\sigma_8$ -параметром, который возникает в предположении линейной теории роста космологических возмущений [7, 8, 10, 12, 13, 15, 23, 24, 31]. Этот эффект влияет на форму и амплитуду ДКФ вплоть до больших масштабов, тогда как (ii), характеризуемый дисперсией скоростей внегалактических объектов, включая погрешности измерения красного смещения, может иметь существенное значение примерно до 5 Мпк. Расчет локальных расстояний между квазарами и галактиками по наблюдаемым угловым расстояниям и красным смещениям использует космологические параметры  $\sigma_8$  и  $H_0$ , погрешности которых также влияют на форму ДКФ. С этим связано еще одно применение ПКС — для определения  $\sigma_8$  и  $H_0$  (тест Алкока — Пачинского [5]). Эти вопросы рассматривались в работах [7, 12, 15, 23, 24] для распределений галактик и квазаров на материале обзора 2dF, а также выборки из 2dF, SDSS, 2SLAQ [8—10, 13].

В настоящей работе мы акцентируем основное внимание на определении  $\sigma_8$ -параметра, считая космологические параметры известными в рамках плоской  $\Lambda$ CDM-модели с  $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda = 0.726$ ,  $H_0 = 70.5$  км/(сМпк) [14, 18]. В качестве исходных данных использованы материалы 5-го издания Слоановского обзора неба (SDSS DR5 [28], <http://www.sdss.org/dr5>). При определении ДКФ в реальном пространстве мы пользуемся методом нашей работы [1] и пермутационным методом построения случайного каталога [22, 33, 34].

## ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В настоящей работе была использована «основная выборка квазаров» (main quasar sample, MQS) из пятого издания [28] обзора SDSS DR5, имеющих спектроскопически определенные красные смещения в диапазоне 0.8—2.2. В этом диапазоне находится большая часть квазаров, причем для этого диапазона методика фотометрического первичного отбора квазаров, используемая в SDSS, наиболее эффективна. Красные смещения большинства квазаров в обзоре SDSS измеряются независимо двумя основными методами: по эмиссионным линиям и путем кросс-корреляции спектров. Мы исключили из рассмотрения объекты, для которых результаты измерений красного смещения, согласно данным SDSS, менее надежны: это объекты, имеющие в обзоре статус красного смещения «inconsistent» (измерения  $z$  двумя методами не согласуются), а также объекты со статусом «failed». Кроме того, были исключены объекты, для которых неизвестны звездные

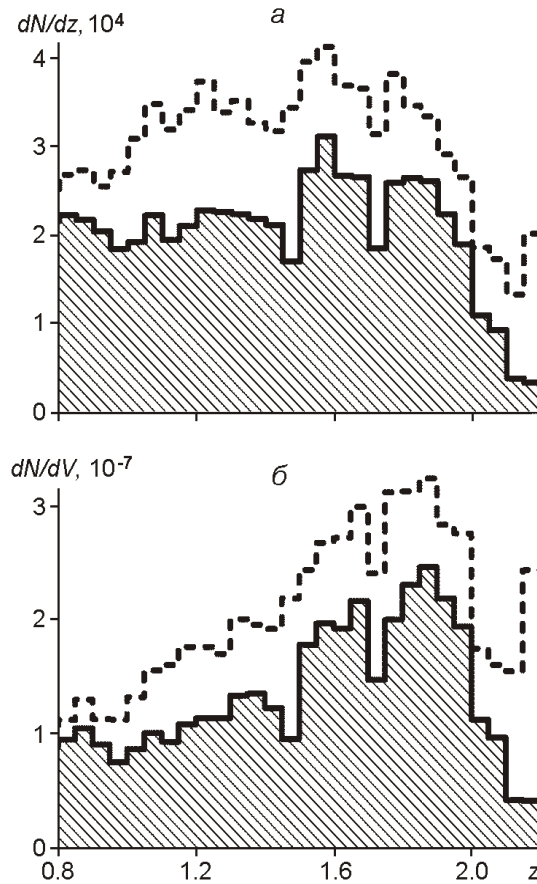


Рис. 1. Распределение квазаров в выборках по значениям красного смещения на интервале 0.8—2.2 (штриховая кривая — все данные MGS SDSS DR5, сплошная — очищенная выборка): *a* — число квазаров на единицу красного смещения, *б* — пространственная плотность числа квазаров (на единицу физического объема)

величины во всех пяти диапазонах  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$ ,  $z$ . Небольшое число ложных объектов было исключено после визуального просмотра. Результирующая выборка квазаров с диапазоном красных смещений 0.8—2.2 составила 43 тыс. объектов. Заметим, что использование очищенных данных позволило уменьшить в полтора раза погрешности при подсчете числа пар. Распределение квазаров в очищенной выборке и в исходных данных по красным смещениям показано на рис. 1. Аналогично нашей работе [1] мы выбирали область  $110 < < 250$ , где сосредоточена основная часть обзора. В окончательную выборку, которая была исходной для обработки, входило 36758 квазаров.

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОСЕДЕЙ КВАЗАРОВ ПО РАССТОЯНИЯМ

Исходным материалом для исследования ДКФ является количество соседей каждого квазара, которые находятся на разных расстояниях от

него. Подсчет соседей каждого квазара производится в локальной системе (см. Приложение). Ниже мы рассматриваем только сопутствующие расстояния между квазарами в паре; обычное (физическое) расстояние связано с сопутствующим расстоянием выражением  $r_{com} = (1 + z)r_{ph}$ . Для построения ДКФ используются также спроецированные расстояния между квазарами, т. е. расстояния между проекциями квазаров на плоскость, ортогональную к лучу зрения.

Количество соседей сравнивается с аналогичными величинами для случайного фона. Для оценки последнего мы используем пермутационный метод [33, 34] построения случайной выборки сравнения: из исходной выборки квазаров строится новая искусственная выборка, в которой набор угловых координат остается неизменным, тогда как список красных смещений подвергается случайной перестановке. Этот метод позволяет снизить влияние эффектов селекции и нефизических неоднородностей обзора.

Для построения спроецированной ДКФ для каждого квазара подсчитывалось число соседей  $N_{p,m}$  на сопутствующих спроецированных расстояниях  $r_p \in [r_p, r_p + \Delta r_p]$ ,  $r_p = m \Delta r_p$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , с последующим суммированием по всем квазарам выборки. Здесь имеется некоторое отличие от подсчетов в нашей работе [1], где рассматривалось не число соседей, а число пар квазаров соответствующего размера. Это не меняет дела, если квазары и их соседи принадлежат к одной и той же выборке: в этом случае  $N_{p,m}$  равно удвоенному числу пар квазаров с расстоянием между компонентами пары из  $m$ -го интервала, а в расчеты входят отношения  $N_{p,m}$  и аналогичных величин  $N_{p,m}^*$  для рандомизированной выборки. Однако в наших расчетах для контроля рассматривался также случай, когда соседи квазаров из рассматриваемой выборки могут принадлежать более широкой выборке. Такое рассмотрение дает определенные преимущества, когда нужно исследовать влияние границ или оценивать погрешности.

Поверхностные плотности в каждом кольце  $r_p \in [r_p, r_p + \Delta r_p]$  для основной выборки

$$n_{p,m} = \frac{N_{p,m}}{S_m},$$

$$S_m = 4 (\Delta r_p)^2 (m + 1/2),$$

и аналогичные плотности  $n_{p,m}^*$  для рандомизированной выборки показаны на рис. 2. Превышение  $n_{p,m}$  над  $n_{p,m}^*$  свидетельствует о наличии кластеризации. Параметры спроецированной ДКФ определялись при помощи подгонки по формулам работы [1] по известным отношениям  $N_{p,m} / N_{p,m}^*$ .

Оценки дисперсий  $\sigma^2(N_m)$  чисел  $N_{p,m}$  оценивались по методу field-to-field, предложенному в работе [29] (см. также [21, 32]), который заключается в следующем. Площадь покрытия выборкой небесной сферы разбивается на  $N$  частей (в нашем случае  $N = 10$ ) с равным

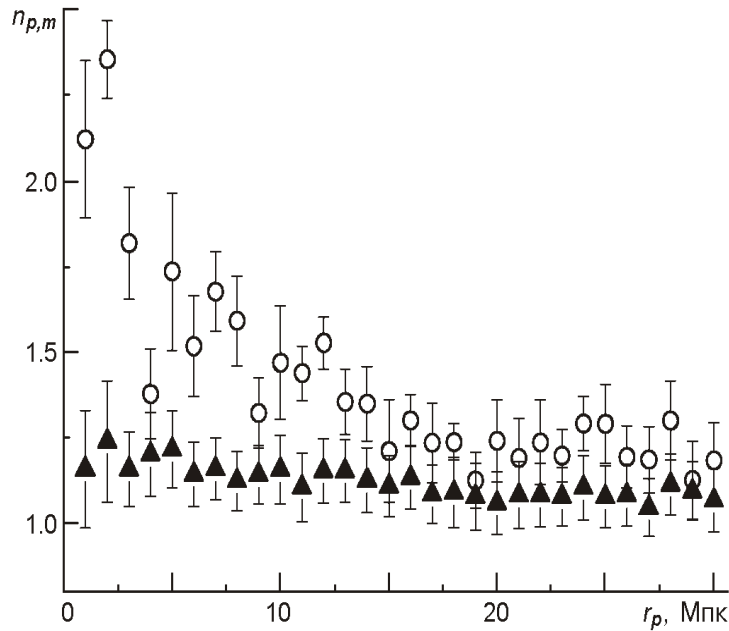


Рис. 2. Плотности числа соседей по спроецированным расстояниям для основной (кружки) и рандомизированной (треугольники) выборки

количеством объектов, формируется  $N$  подвыборок, каждая  $i$ -я из которых суть исходная минус  $i$ -я часть. Вычисляется значение искомой величины (например количество пар или значение параметров ДКФ) для исходной выборки ( $x$ ) и для каждой подвыборки ( $x_i$ ). Дисперсия  $x^2$  величины  $x$  определяется следующим выражением

$$x^2 = \frac{N}{N-1} \sum_{i=1}^N (x - x_i)^2.$$

Оказалось, что погрешности, вычисленные по field-to-field, превышают величины  $\sqrt{N_{p,m}}$  в среднем на 25—30 % на интервалах от 2 до 40 Мпк, и на 50 % — от 40 до 50 Мпк. В среднем погрешности на интервале 2—50 Мпк превышают чисто пуассоновские на 30 %. Такое превышение, очевидно, в значительной степени обусловлено неоднородностью данных.

Ниже при определении весовых функций в различных подгонках мы использовали пуассоновские погрешности для чисел  $N_m$ . Однако все оценки дисперсий параметров, приводимые в табл. 1 и 2, определены независимо по методу field-to-field.

Для определения ДКФ в ПКС подсчитывалось число соседей  $N_m$  на сопутствующих расстояниях  $r \in [r, r + \Delta r]$ , т. е. в каждом сферическом слое с объемом

$$V_m = 4 \pi (r + \Delta r)^3 - 4 \pi r^3 \approx 4 \pi r^2 \Delta r,$$

$r = m r, m = 0, 1, 2, \dots$ , также с последующим суммированием по всем квазарам выборки. Входными данными для дальнейшей подгонки были отношения  $N_m / N_m^*$ . В расчетах интервал дискретизации  $r_p$  и  $r$  был, как правило, 1 Мпк.

### МЕТОД ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ЗАДАЧИ

В настоящей работе используется обычное определение ДКФ [2] с небольшими уточнениями, касающимися определения расстояний в системе отсчета локального наблюдателя. В окрестности каждого квазара строим локально-лоренцеву систему отсчета [3, 4], которая является собственной для реликтового излучения (т. е. покоится относительно него), с началом в пространственно-временной точке, определяемой положением этого квазара в наблюдаемую эпоху. В этой системе строим сферические координаты  $\mathbf{r} = (r, \theta, \phi)$ , направив ось  $OZ$  сопутствующих пространственных декартовых координат по лучу зрения (Приложение).

В силу гипотезы однородности и изотропии, функция распределения соседей квазара в реальном пространстве должна быть сферически-симметричной и одинаковой для всех квазаров. Вероятность найти определенный квазар из достаточно полной выборки объемом  $V_{cat}$  в объеме  $dV$  по соседству с квазаром, который находится в начале локальной системы координат, равна  $dP = f(\mathbf{r})dV$ , где функция по определению связана с двухточечной корреляционной функцией  $\xi(\mathbf{r})$  в реальном пространстве следующим образом [2]:

$$f(r) = [1 + \xi(r)] / V_{cat}. \quad (1)$$

Из-за скоростей квазаров относительно реликтового излучения распределение соседей квазара в пространстве красных смещений будет отличаться от сферического

$$f_s(\theta, p) = [1 + \xi_s(\theta, p)] / V_{cat} \quad (2)$$

в локальных (сопутствующих) сферических координатах  $p = r \cos \theta$ ,  $\theta = r \sin \theta$ . Однако остается аксиальная симметрия относительно вращений вокруг луча зрения. Отличия ДКФ  $\xi_s(\theta, p)$  по сравнению с  $\xi(r)$ , определяемые из наблюдательных данных, являются важным источником информации о пекулярных скоростях квазаров относительно реликтового фона. Влияние потенциальных составляющих скорости (i) на вид ДКФ в ПКС впервые рассмотрено Кайзером [16] в линейном приближении по отклонениям от однородного фона, которое применимо на масштабах более 5—10 Мпк. В линейном приближении скорость частицы пропорциональна локальному ускорению силы тяжести, создаваемой неоднородностями плотности холодной материи [2]. Это позволяет связать корреляционные функции в реальном пространстве и в ПКС [6, 11, 16, 19]. В указанных работах имеется полная

формула для ДКФ в ПКС, которая содержит несферические составляющие. Для монополярной части ДКФ в ПКС, получаемой при усреднении полной формулы по углам, имеет место соотношение [6, 16]

$$\kappa_{s,mon}(r) = 1 - \frac{2}{3} - \frac{2}{5} p^2(r). \quad (3)$$

Здесь  $r^2 = \frac{2}{3} p^2$ ,  $b^{-1}(d \ln D / d \ln a)$ ;  $D$  — возрастающая мода контраста плотности  $\rho_m / \rho_m$ ,  $b$  — параметр байесинга (bias parameter), который связывает ДКФ квазаров с ДКФ всей материи  $\kappa_m(r)$  (кроме темной энергии)  $\kappa(r) = b^2 \kappa_m(r)$ . В случае степенной ДКФ  $\kappa(r) = (r_0/r)$  можно записать  $\kappa_{s,mon}(r) = (r_{0,s}/r)$ , где  $\alpha$  — наклон,  $r_0$  — корреляционная длина в реальном пространстве,  $r_{0,s}$  — корреляционная длина монополярной части ДКФ в ПКС, причем

$$\frac{r_{0,s}}{r_0} = 1 - \frac{2}{3} - \frac{2}{5}. \quad (4)$$

Как уже упоминалось, эффект (ii), который приводит к вытягиванию вдоль луча зрения, может существенно повлиять лишь на число пар с размерами примерно до 10 Мпк, тогда как на масштабах более 10 Мпк поведение ДКФ удовлетворительно описывается формулой (4). Мы проверили это обстоятельство, рассматривая свертку ДКФ в ПКС согласно [6, 11, 16, 19] с экспоненциальным или гауссовым распределением по скоростям, выбирая дисперсию случайных скоростей с запасом вплоть до 1000 км/с. Отметим, что на расстояниях меньше 1—2 Мпк возможны отклонения от степенного закона; по крайней мере степень может существенно отличаться от среднего наклона ДКФ на интервале менее 2 Мпк [8]. Впрочем, аналогичное отклонение можно ожидать и при больших  $r$ , хотя на используемых данных это выяснить не удастся. С другой стороны, в работах [1, 8, 33, 34] отмечается недостаток пар при  $r < 2$  Мпк, который связан с техническими ограничениями обзора. Поэтому в данной работе мы избегаем этой области.

С учетом сказанного алгоритм определения  $\alpha$ -параметра выглядит так. Сначала на интервале 2—50 Мпк определяем наклон и корреляционную длину «спроецированной» ДКФ, откуда находим для ДКФ  $\kappa(r) = (r_0/r)$  в реальном пространстве параметры  $r_0$ ,  $r_{0,s}$ . Методика расчета изложена в нашей работе [1]; здесь вклад скоростей квазаров (в системе отсчета реликтового излучения) сводится к минимуму, поскольку в основных оценках используются только поперечные расстояния между парами квазаров. В качестве случайного каталога сравнения используется пермутационный каталог [1, 33, 34]. Аналогичная методика использовалась для определения монополярной части ДКФ в ПКС, а именно коэффициента при  $r^{-1}$ . Здесь использовалась однопараметрическая подгонка с известным параметром  $\alpha$  в (2), а подгоночный интервал выбирался на расстояниях более 5 Мпк. Используя значения  $r_0$  и  $r_{0,s}$ , находим параметр  $\alpha$  из уравнения (4).



## РЕЗУЛЬТАТЫ

Параметры ДКФ в реальном пространстве, определенные из спроецированной ДКФ, приведены в табл. 1 для нескольких интервалов расстояний. Оценки дисперсий параметров в этой и в следующей таблицах производились с использованием процедуры field-to-field для 10 подвыборок исходных данных. Величины  $\alpha$  и  $r_0$  определялись совместно.

**Таблица 1.** Наклон  $\alpha$  и корреляционная длина  $r_0$  ДКФ в реальном пространстве, восстанавливаемые из спроецированной ДКФ

Интервал, Мпк	$\alpha$ , Мпк/ч	$r_0$ , Мпк/ч
2—30	$1.77 \pm 0.20$	$5.52 \pm 0.95$
2—50	$1.91 \pm 0.11$	$5.82 \pm 0.61$

**Таблица 2.** Корреляционная длина для монопольной части (3) ДКФ в ПКС и параметр искажения ПКС

Интервал, Мпк	$r_{0,s}$ , Мпк/ч	$\beta$
2—30	$6.46 \pm 0.80$	$0.43 \pm 0.22$
2—50	$6.74 \pm 0.63$	$0.43 \pm 0.16$

Далее находим корреляционную длину монопольной части степенной ДКФ (3) в пространстве красных смещений в области  $r > > 10$  Мпк, где эффекты дисперсии скоростей практически не играют роли, и можно пользоваться формулами (3) и (4). При этом используется значение  $\alpha$ , найденное из спроецированной ДКФ. Результаты определения параметра  $\beta$  путем решения уравнения (4) даны в табл. 2. В первой графе указан интервал спроецированных расстояний, на котором получают параметры  $\alpha$  и  $r_0$  для ДКФ в реальном пространстве.

## ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе получены значения наклона и корреляционной длины ДКФ квазаров в обычном пространстве для красных смещений  $z = 0.8...2.2$ . Исходной для обработки была выборка из 38 тыс. квазаров из пятого выпуска обзора SDSS. Найденные значения параметров:  $\alpha = 1.77 \pm 0.20$ ,  $r_0 = 5.52 \pm 0.95$  (Мпк/ч) на интервале 2...30 Мпк и  $\alpha = 1.91 \pm 0.11$ ,  $r_0 = 5.82 \pm 0.61$  Мпк/ч на интервале 2...50 Мпк получены путем пересчета из спроецированной ДКФ, что позволяет обойти

вклады собственных движений при вычислении продольных (по лучу зрения) расстояний. Это дало возможность оценить вклады потенциальных собственных движений в эффект «бычьего глаза» — т. е. в изменение ДКФ при ее определении в ПКС, описываемое параметром  $\beta$ . Для этого независимо оценивалась монополярная часть ДКФ в ПКС и использованы известные представления для этой части, содержащие  $\beta$ -параметр. Как видно из табл. 1, значения наклона пространственной ДКФ на интервалах 2—30 Мпк и 2—50 Мпк несколько различаются (в пределах 2%). Тем не менее, значения параметра  $\beta$  на этих интервалах практически совпали. Они хорошо согласуются с результатами для квазаров [8, 24], полученными на материале обзора 2QZ (табл. 3). Значение для ярких красных галактик [1, 10, 20] в среднем немного выше (хотя в пределах 2%).

Мы использовали степенную модель ДКФ на рассматриваемых интервалах. При дальнейшем уточнении результатов следует, по-видимому, учесть изменение наклона ДКФ при переходе от  $r < 10$  Мпк к масштабам 10—50 Мпк аналогично [8, 10]. При сравнении корреляционных функций в обычном пространстве и в ПКС мы пренебрегали дисперсией случайных скоростей, помимо потенциального падения на неоднородности плотности, описываемого параметром  $\beta$ ; поэтому мы должны были ограничить снизу интервал оценок для ДКФ в ПКС. Более точный анализ возможен с учетом случайных скоростей, для оценки которых желательно привлечь данные на малых интервалах (особенно на  $r < 1$  Мпк, где данные обзора неполны). Отметим, что мы также оценивали дисперсию случайных скоростей, рассматривая их вклад в монополярную составляющую корреляционной функции в ПКС. Эта величина получилась приблизительно равной 600 км/с, однако оцениваемая ошибка оказалась слишком большой (порядка 100%). Для повышения точности целесообразно использовать полный вид ДКФ в ПКС, не ограничиваясь монополярной частью.

**Таблица 3. Результаты определения параметра**

Исходный обзор, литературный источник	Источник	Интервал $z$	
2dF QSO, [24]	19549	0.3—2.2	$0.40 \pm 0.09$
2dF QSO, [8]	19549	0.3—2.2	$0.50^{0.13}_{0.15}$
2SLAQ, [27]	8656	0.4—0.8	$0.45 \pm 0.05$
2SLAQ, [20]	8656	0.35—0.75	$0.55 \pm 0.10$
2SLAQ, [10]	6374	0.3—2.9	$0.60^{0.14}_{0.11}$
SDSS DR5, настоящая работа ( $r < 50$ Мпк)	36758	0.8—2.2	$0.43 \pm 0.16$

**ПРИЛОЖЕНИЕ.  
ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ  
В ЛОКАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА**

В пространственно-плоской космологической модели Фридмана квадрат интервала можно записать в виде

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t)[d^2 - \sin^2(d/a(t))], \quad (5)$$

где  $d$  и  $\theta$  — прямое восхождение и склонение соответственно. Для «плоской» модели, не теряя общности, можно положить  $a(t_0) = 1$  в современную эпоху  $t_0$ . Событию в момент  $t$  соответствует красное смещение  $z^*$ , которое определяется формулой  $1 + z^* = 1/a(t)$ . Зависимость  $a(t)$  от времени в  $\Lambda$ CDM-модели получается из уравнений Фридмана с учетом вклада космологической постоянной  $\Lambda$  и материи с нулевым давлением.

Записанная метрика (5) определяет все геометрические соотношения во Вселенной, в том числе «физические» расстояния  $r_{ph}$  между близкими парами объектов, определяемые инвариантным образом вдоль пространственно-подобных геодезических на гиперповерхности  $t = \text{const}$ .

Для определения расстояний между квазаром и его соседями и построения ДКФ в реальном пространстве мы используем локальную систему координат, которую определим как локально-лоренцеву систему отсчета Ферми [4] для близкого к нему наблюдателя, который покоится относительно реликтового излучения. В этой системе строим декартовы координаты Ферми [3, 4] с осью аппликат  $OZ$ , направленной по лучу зрения, и соответствующие им сферические координаты  $\mathbf{r} = r, \theta, \phi$ . Таким образом, продольная координата есть  $r \cos(\theta)$ , а поперечные (спроецированные на плоскость, ортогональную лучу зрения) —  $r \sin(\theta) \cos(\phi)$ ,  $r \sin(\theta) \sin(\phi)$ . С учетом метрики (5) локальная система определена вполне корректно, причем на расстояниях порядка 50 Мпк, малых в сравнении с космологическими масштабами, геометрия в локальной системе пренебрежимо мало отличается от евклидовой. Точные координаты квазаров в реальном пространстве мы определить не можем ввиду незнания пекулярных скоростей, которые дают вклад в наблюдаемое красное смещение  $z$ . Однако мы можем достаточно точно вычислить характеристики ДКФ в реальном пространстве, работая лишь со спроецированными расстояниями, при вычислении которых доплеровский вклад скоростей в красное смещение возникает лишь во втором порядке по  $v/c$ .

С другой стороны, в ПКС, по определению, продольные координаты в локальной системе вычисляются формально по наблюдаемому красному смещению без учета их пекулярной скорости. В системе квазара с красным смещением  $z$  для соседа с красным смещением  $z_1$  продольное расстояние (разность проекций на луч зрения) в ПКС равна

$$p_s = (z_1) \cos \theta(z), \quad (6)$$

где

$$\theta(z) = \frac{c}{H_0} \frac{z}{\sqrt{1 - \frac{2}{M}(1 - z)^3}},$$

— наблюдаемый угол между положениями центрального квазара и его соседа на небе. С учетом (5) расстояние между центральным квазаром и соседом в ПКС определяется аналогично случаю плоского пространства по формуле

$$r_s = \sqrt{r^2(z) + r^2(z_1) - 2r(z)r(z_1)\cos\theta(z)}. \quad (7)$$

Связь с продольной координатой  $p$  в обычной локальной системе (в реальном пространстве) с достаточной точностью дается приближенным соотношением

$$p_s = p \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n}}{H(z)}, \quad (8)$$

где  $\mathbf{v}, \mathbf{v}_1$  — обычные скорости центрального квазара и его соседа относительно реликтового излучения,  $H(z) = \dot{a}/a$  — параметр Хаббла. Поперечные координаты и расстояния между парами квазаров в пространстве красных смещений в первом приближении по  $v/c$  совпадают с обычными ( $r_s = r$ ), определяемыми по угловому диаметру.

Для перехода к сопутствующим масштабам, которые используются в статье при построении ДКФ в реальном пространстве и в ПКС, следует все расстояния в локальной системе с началом, соответствующим красному смещению  $z$ , домножить на  $(1 + z)$ .

Работа частично поддержана программой НАН Украины «Дослідження структури та складу Всесвіту, прихованої маси і темної енергії» (шифр «Космомікрофізика»).

1. Жданов В. И., Иващенко А. Ю. Корреляционная функция квазаров по данным SDSS DR3 // Кинематика и физика небес. тел.—2008.—**24**, № 1.—С. 3—14.
2. Пиблс Ф. Дж. Э. Структура Вселенной в больших масштабах. — М.: Мир, 1983.—408 с.
3. Синг Дж. Л. Общая теория относительности. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1963.—432 с.
4. Яцків Я. С., Александров О. М., Вавилова І. Б. та ін. Загальна теорія відносності: випробування часом. — К.: ГАО НАН України, 2005.—288 с.
5. Alcock C., Paczynski B. An evolution free test for non-zero cosmological constant // Nature.—1979.—**281**.—P. 358—359.
6. Ballinger W. E., Peacock J. A., Heavens A. F. Measuring the cosmological constant with redshift surveys // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1996.—**282**.—P. 877—888.
7. 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**.—P. 415—438.

8. *da Angela J., Outram P. J., Shanks T.* The 2dF QSO redshift survey. XV. Correlation analysis of redshift-space distortions // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2005.—**360**.—P. 1040—1054.
9. *da Angela J., Outram P. J., Shanks T.* Constraining  $\Omega(z)$  and  $\Omega_M^0$  from redshift-space distortions in  $z > 3$  galaxy surveys // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2005.—**361**.—P. 879—886.
10. *da Angela J., Shanks T., Croom S. M., et al.* 2dF-SDSS LRG and QSO survey: QSO clustering and L-z degeneracy // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2008.—**383**.—P. 565—580.
11. *Hamilton A. J. S.* Measuring  $\Omega(z)$  and the real correlation function from the redshift correlation function // *Astrophys. J.*—1992.—**385**.—P. L5—L8.
12. *Hawkins E., Madox S., Cole S., et al.* The 2dF galaxy redshift survey: Correlation functions, peculiar velocities and the matter density in the Universe // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2003.—**346**.—P. 78—96.
13. *Hennawi J. F., Strauss M. A., Oguri M., et al.* Binary quasars in the Sloan Digital Sky Survey: Evidence for excess clustering on small scales // *Astron. J.*—2006.—**131**, N 1.—P. 1—23.
14. *Hinshaw G., Weiland J. L., Hill R. S., Degradé N.* Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Data processing, sky maps, and basic results // 2008.—arXiv:0803.0732.
15. *Hoyle F., Outram P. J., Shanks T., et al.* The 2dF QSO redshift survey. VII. Constraining cosmology from redshift-space distortions via  $(\delta, \delta')$  // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2002.—**332**.—P. 311—334.
16. *Kaiser N.* Clustering in the real space and in the redshift space // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1987.—**227**.—P. 1—21.
17. *Karachentsev I. D., Sharina M.E., Makarov D.I., et al.* The very local Hubble flow // *Astron. and Astrophys.*—2002.—**389**.—P. 812—824.
18. *Komatsu E., Dunkley J., Nolte M. R., et al.* Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Cosmological interpretation // 2008.—arXiv: 0803.0547.
19. *Matsubara T., Suto Ya.* Cosmological redshift distortion of correlation functions as a probe of the density parameter and the cosmological constant // *Astrophys. J. Lett.*—1996.—**470**.—P. L1—L5.
20. *Mountrichas G., Shanks T., Croom S. M., et al.* QSO LRG 2-point cross-correlation function and redshift-space distortions // 2008.—arXiv: 0801.1816.
21. *Myers A. D., Brunner R. J., Nichol R. C., et al.* Clustering analyses of 300,000 photometrically classified quasars. I. Luminosity and redshift evolution in quasar bias // *Astrophys. J.*—2007.—**658**, N 1.—P. 85—98.
22. *Osmer P. S.* The three-dimensional distribution of quasars in the CTIO surveys // *Astrophys. J.*—1981.—**247**.—P. 762—773.
23. *Outram P. J., Hoyle F., Shanks T., et al.* The 2dF QSO redshift survey. VI. Measuring  $\Omega(z)$  and  $\Omega_M^0$  from redshift-space distortions in the power spectrum // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2001.—**328**.—P. 174—184.
24. *Outram P. J., Shanks T., Boyle B. J., et al.* The 2dF QSO redshift survey. XIII. A measurement of  $\Omega(z)$  from the quasi-stellar object power spectrum,  $P^S(k_p, k_\parallel)$  // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2004.—**348**.—P. 745—752.
25. *Parnovsky S. L., Sharov P. Yu., Gaidamaka O. Z.* Estimation of cosmological parameters from peculiar velocities of flat edge-on galaxies // *Astrophys. and Space Sci.*—2006.—**302**.—P. 207—211.

26. *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.
27. *Ross N. P., da Angela J., Shanks T., et al.* The 2dF-SDSS LRG and QSO survey: The LRG 2-point correlation function and redshift-space distortions // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2007.—**381**.—P. 573—588.
28. *Schneider D. P., Hall P. B., Richards G. T., et al.* The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog IV. Fifth data release // *Astron. J.*—2007.—**134**.—P. 102—117.
29. *Scranton R., Johnston D., Dodelson S., et al.* Analysis of systematic effects and statistical uncertainties in angular clustering of galaxies from early Sloan Digital Sky Survey data // *Astrophys. J.*—2002.—**579**, N 1.—P. 48—75.
30. *Thomas B. C., Mellot A. L., Feldman H. A., Shandarin S. F.* Quantifying the bul's eye effect // *Astrophys. J.*—2004.—**601**.—P. 28—36.
31. *Zaroubi S.* Cosmic Flows: Review of recent developments // XIII Recontres de Blois «Frontiers of the Universe» // 2001.—arXiv:astro-ph/0206052.
32. *Zehavi I., Blanton M. R., Frieman J. A., et al.* Galaxy clustering in early Sloan Digital Sky Survey Redshift data // *Astrophys. J.*—2002.—**571**, N 1.—P. 172—190.
33. *Zhdanov V. I., Surdej J.* Quasar pairs with arcminute angular separations // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**372**.—P. 1—7.
34. *Zhdanov V. I., Surdej J.* Physical grouping of quasars from Veon-Cetty & Veron and 2dF catalogs // *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія.*—2003.—Вип. 39-40.—С. 78—80.

Поступила в редакцію 19.01.09