

УДК 52-656, 524.7

В. Н. ДУДИНОВ<sup>1,2</sup>, А. Е. КОЧЕТОВ<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> НИИ Астрономии Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина,  
ул. Сумская, 35, г. Харьков, 61022, Украина  
E-mail:vladimir\_dudinov@mail.ru, kochetov@univer.kharkov.ua

<sup>2</sup> Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина

## ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ПРИ АНАЛИЗЕ НАБЛЮДЕНИЙ ГРАВИТАЦИОННО-ЛИНЗИРОВАННЫХ КВАЗАРОВ

*Рассмотрено распространение света квазара через галактику с учетом гравитационной фокусировки лучей на компактных массах, расположенных в объеме галактики. Показано, что наблюдаемое при микролинзировании отсутствие полной корреляции флуктуаций яркости компонент квазара на разнесенных длинах волн может быть объяснено не только зависимостью размера квазара от длины волны, но и свойствами среды галактики, через которую проходит свет квазара. Чтобы разделить влияние среды и параметров источника излучения требуется организовать специальные, практически синхронные, наблюдения гравитационно-линзированного квазара на двух телескопах разного диаметра. Такие наблюдения на разнесенных длинах волн позволят получить оценку статистических свойств среды распространения света, которые определяются плотностью и распределением масс в галактике, и установить зависимость характерного размера квазара от длины волны.*

*Ключевые слова:* построение изображений, гравитационное линзирование, гравитационно-линзовые системы, микролинзирование, темная материя

### 1. Введение

Гравитационно-линзированные квазары являются естественным инструментом для обнаружения невидимой материи, которая проявляется гравитационно при прохождении электромагнитной волны через галактику. Наблюдается и анализируется суммарный эффект, вызванный прохождением лучей света вблизи большого числа удаленных масс, случайно расположенных в объеме галактики. Глобальное гравитационное поле галактики, лежащей на пути распространения света, расщепляет изображение квазара на несколько разрешаемых телескопом компонентов. Определению подлежат флуктуации яркости и координаты отдельных компонентов квазара, обусловленные прохождением света вблизи масс, встречающихся на его пути распространения. Проблема состоит в трудности интерпретации наблюдаемого явления, которое требует проведения достаточно точной фотометрии изображений гравитационно-линзовых систем, пространственная структура которых определяется дифракционным разрешением телескопа.

Известная аналогия между траекториями материальных частиц в потенциальных полях и све-

товыми лучами в средах с непрерывно меняющимся показателем преломления является достаточным основанием, чтобы без каких либо ограничений рассматривать распространение света в гравитационных полях галактики согласно правилам геометрической оптики. Однако лучевое предствление хорошо работает лишь при отсутствии пересечения лучей во всей толщине галактики, составляющей десятки килопарсек. Из-за гравитационной фокусировки лучей на компактных массах излучение, прошедшее вблизи каждой массы, отклоняется на углы  $\sim 1''$  и концентрируется на фокальной полуоси за рефракционной тенью на расстоянии  $z > z_0 = R_*^2/2r_g$ , где  $z_0$  – длина тени,  $r_g$  – радиус Шварцшильда,  $R_*$  – радиус звезды. Длина рефракционной тени, в пределах которой лучи не пересекаются, для всех массивных тел, включая планеты, оказывается почти на пять порядков меньше толщины галактики,  $h \approx 5 \cdot 10^{22}$  см. Гравитационное отклонение лучей более чем на порядок превосходит дифракционное разрешение современных оптических телескопов. Таким образом, учет объемного распределения масс внутри галактики наталкивается на принципиальные трудности, связанные с границами применимости геометрической оптики.

Существующие методы моделирования прохождения лучей через гравитационное поле галактики [1–4] существенным образом основаны на представлении о галактике как о среде, в которой все компактные массы расположены в одной плоскости. Это автоматически исключает учет фокусировки лучей внутри галактики и не позволяет достаточно полно провести анализ прохождения света квазара через гравитационные поля галактики, созданные большим числом масс, расположенных во всем ее объеме.

В настоящей статье мы попытались учесть объемное распределение масс в галактике. Для этого, как обычно, гравитационное поле галактики заменяется эквивалентным показателем преломления среды, строго независимым от длины волны. На основании методов, хорошо разработанных в оптике и радиофизике [5–7], накопленные флуктуации фазы  $\Phi(\mathbf{p}_1)$  на выходе из галактики рассматриваются как случайная функция с заданными корреляционными связями. Дальнейшее распространение света до наблюдателя происходит в пустом пространстве, и приближение Френеля позволяет рассчитать взаимную интенсивность поля в плоскости входного зрачка телескопа и построить наблюдаемое изображение гравитационно-линзовой системы в телескопе с учетом его диаметра.

## 2. Формирование телескопом изображения гравитационно-линзовой системы

Анализ построенного телескопом изображения гравитационно-линзовой системы позволяет установить, каким образом в заданной экспериментальной ситуации распределение интенсивности поля в плоскости изображения гравитационно-линзовой системы связано по отдельности с параметрами источника излучения (распределением интенсивности излучения по диску квазара), условиями прохождения света через среду галактики и оптический инструмент, формирующий изображение. Считая процесс распространения света в галактике строго линейным, достаточно рассмотреть в фокальной плоскости телескопа поле плоской монохроматической волны, пришедшей от отдельной точки квазара. Поскольку отдельные точки квазара излучают некогерентно, вклады в интенсивность изображения от всех точек складываются

в фокальной плоскости телескопа с весами, пропорциональными распределению интенсивности излучения по поверхности источника [5, 7].

На рис. 1 приведена принципиальная схема оптического прибора, строящего изображение предмета, освещенного на просвет. Плоскость  $P$  связана с сопряженной предметной плоскостью  $P_1$ , в которой формально располагают фазовый экран, уравнением линзы  $\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f}$ . Радиус-вектор, отложенный от точки на оси, соединяющей точечный источник и его изображение, в плоскости галактики обозначен  $\mathbf{p}_1$ , а в плоскости изображения  $\mathbf{p}$ . Приближение Френеля позволяет при известном поле  $u_1(\mathbf{p}_1)$  в произвольной плоскости  $P_1$  на выходе из галактики записать поле, а соответственно и его интенсивность, в любой из плоскостей  $O, F, P$ , приведенных на рис. 1. Взаимная интенсивность в плоскости  $O$  представляет собой поле каустик, которое обычно вычисляют методами геометрической оптики. Дифракция на апертуре телескопа в этом случае не учитывается. В плоскости  $P$  формируется изображение фоновой галактики, которое, с учетом дифракции на апертуре телескопа радиусом  $R$ , описывается распределением интенсивности

$$I_T(\mathbf{p}) = \int I_T(\mathbf{p}_1) J_1^2 \left( kR \left| \frac{\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}}{z_1} + \frac{\mathbf{p}}{f} \right| \right) \left\{ kR \left| \frac{\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}}{z_1} + \frac{\mathbf{p}}{f} \right| \right\}^{-2} d\mathbf{p}_1, \quad (1)$$

где  $I_T(\mathbf{p}_1)$  – распределение интенсивности в плоскости  $P_1$  на выходе из галактики,  $k$  – волновое число,  $J_1$  – функция Бесселя первого рода. При  $z_1 \rightarrow \infty$  эта плоскость переходит в фокальную плоскость телескопа  $F$ , в которой по определению строится изображение квазара, искаженное прохождением света через галактику. Эти плоскости телескоп не может разделить по глубине резкости.

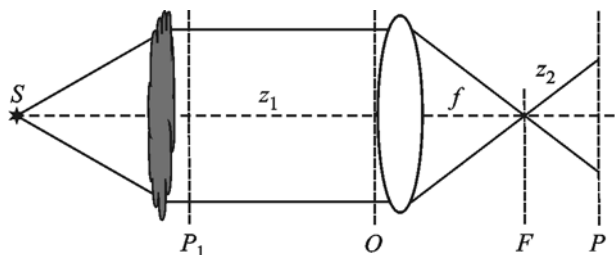


Рис. 1. Принципиальная схема оптического прибора, строящего изображение предмета, освещенного на просвет

Известно [8], что в фокальной плоскости телескопа поле плоской волны, прошедшей через экран с неоднородностями имеет вид:

$$u(\mathbf{p}) = -\frac{k}{2\pi if} \exp\left\{ik \frac{\mathbf{p}^2}{2f} \left(1 - \frac{z_1}{f}\right)\right\} \times \int u_1(\mathbf{p}_1) \exp\left\{-ik \frac{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}}{f}\right\} d\mathbf{p}_1, \quad (2)$$

т. е. поле в фокальной плоскости телескопа является спектром (а не сверткой) функции  $u_1(\mathbf{p}_1)$ , описывающей поле на выходе из галактики.

Влияние входной диафрагмы телескопа существенно зависит от расстояния  $z_1$  до экрана, где мы считаем заданным поле прошедшей волны. При малых  $z_1$  (экран расположен вплотную к апертуре телескопа), влияние диафрагмы сводится к ограничению области задания функции  $u_1(\mathbf{p}_1)$  в выражении (2). Изображение точечного источника  $I(\mathbf{p}) = \langle u(\mathbf{p}) u^*(\mathbf{p}) \rangle$  (здесь скобки  $\langle \rangle$  обозначают усреднение по ансамблю, а звездочка – комплексное сопряжение) определяется диаметром телескопа, т. е. областью задания исходной функции  $u_1(\mathbf{p}_1)$  на экране. При удалении экрана на большое расстояние его размер растет пропорционально  $z_1$ . При  $z_1 \rightarrow \infty$  эффективный размер экрана, строящего изображение точки, становится бесконечным с аподизирующей функцией  $g(\mathbf{p}_1) = J_1(kR\mathbf{p}_1/z_1)/(kR\mathbf{p}_1/z_1)$ , которая описывает дифракцию на апертуре телескопа, отнесенную в плоскость на выходе галактики. Влияние диафрагмы телескопа в этом случае сводится к свертке поля  $u_1(\mathbf{p}_1)$  с весовой функцией  $g(\mathbf{p}_1)$ , которая определяется только диаметром телескопа,

$$\overline{u_1(\mathbf{p}_1)} = \int u_1(\mathbf{p}'_1) J_1\left(\left|kR \frac{\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}'_1}{z_1}\right|\right) \left|kR \frac{\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}'_1}{z_1}\right|^{-1} d\mathbf{p}'_1, \quad (3)$$

где функция  $\overline{u_1(\mathbf{p}_1)}$  описывает эффективно направленные лучи в плоскость изображения гравитационно-линзовой системы. В общем случае ее можно представить в виде  $\overline{u_1(\mathbf{p}_1)} = a(\mathbf{p}_1) \exp\{i\Phi(\mathbf{p}_1)\}$ , где  $a(\mathbf{p}_1)$  – некоторая действительная функция, тогда амплитуда усредненного поля в фокальной плоскости телескопа примет вид

$$u(\mathbf{p}) \sim \frac{k}{2\pi if} \int \overline{u_1(\mathbf{p}_1)} \exp\left\{-ik \frac{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}}{f}\right\} d\mathbf{p}_1 =$$

$$= \frac{k}{2\pi if} \int a(\mathbf{p}_1) \exp\left\{i\Phi(\mathbf{p}_1) - ik \frac{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}}{f}\right\} d\mathbf{p}_1. \quad (4)$$

Подынтегральная функция  $\overline{u_1(\mathbf{p}_1)}$  удовлетворяет всем условиям, при которых интеграл от быстро осциллирующих функций вычисляются методом стационарной фазы. Известно [5, 9], что для быстро осциллирующих функций интеграл

$$\int a(\mathbf{p}_1) \exp\left\{ik \left[\frac{\Phi(\mathbf{p}_1)}{k} - \frac{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}}{f}\right]\right\} d\mathbf{p}_1$$

отличен от нуля только для тех точек  $\mathbf{p}_j$ , в окрестности которых показатель степени подынтегральной функции

$$k\phi(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_j) = k \left[\frac{\Phi(\mathbf{p}_1)}{k} - \frac{\mathbf{p}_1 \mathbf{p}_j}{f}\right]$$

не меняется, т. е.  $\frac{d\phi(\mathbf{p}_1)}{d\mathbf{p}_1} = 0$ . Координаты стационарных точек вы-

бираются из условия  $\frac{\nabla\Phi(\mathbf{p}_{1st})}{k} = \frac{\mathbf{p}_j}{f}$ . Интеграл

в каждой стационарной точке [5] равен  $\frac{2\pi i}{k} \times$

$$\frac{a_j(x_j, y_j)}{\sqrt{|\phi_{xx}\phi_{yy} - \phi_{xy}^2|}} \exp\{ik\phi(x_j, y_j)\},$$

где  $(x_j, y_j)$  – декартовы координаты  $j$ -й стационарной точки, в которой берутся вторые производные функции  $\phi$ .

При подстановке его в (4) зависимость от  $k$  пропадает.

Учитывая, что аргументы функций  $u(\mathbf{p})$  и  $u_1(\mathbf{p}_1)$  связаны соотношением  $\mathbf{p}/f = -\mathbf{p}_1/z_1$ , каждая стационарная точка, отнесенная к фокальной плоскости телескопа, согласно (3) разрешается телескопом и формируется только своей областью галактики. Характерный размер этой области определяется дифракционным разрешением телескопа  $\sim \frac{\lambda}{2R} z_1$ . В фокальной плоскости телескопа интенсивность поля  $I(\mathbf{p}_j) = \langle u(\mathbf{p}_j) u^*(\mathbf{p}_j) \rangle$  в точке, соответствующей стационарной, не зависит от длины волны при условии, что усредненное телескопом фазовое поле  $\overline{u_1(\mathbf{p}_1)}$  не зависит от длины волны.

Таким образом, изображение точечного источника, которое формируется телескопом при наличии фазово-неоднородной среды, расположенной на бесконечности, представляет собой спекл-картину, состоящую из одного или нескольких независимых дифракционных изображений точки. Координаты и яркости точек, распределение интенсивности каждой из которых имеет вид  $a_j^2 J_1^2(kR\mathbf{p}/f)/(kR\mathbf{p}/f)^2$ , определяются диамет-

ром телескопа и конкретной реализацией фазовых неоднородностей. С увеличением диаметра телескопа в наблюдаемой картине может измениться не только яркость и координаты отдельных точек, но даже их число.

Поскольку среда распространения света по определению является средой без дисперсии, зависимость от длины волны при фиксированном значении фазового поля  $u_1(\mathbf{r}_1)$  отсутствует. Однако для того чтобы усредненное телескопом поле точечного источника не зависело от длины волны, условие отсутствия дисперсии света в среде согласно (3) не является достаточным. Очевидно, что для выполнения условия  $u_1(\mathbf{r}_1, \lambda_1) = u_1(\mathbf{r}_1, \lambda_2)$  при изменении длины волны необходимо соответствующим образом изменить диаметр телескопа так, чтобы сохранилось отношение  $\lambda/2R$ . Только в этом случае построенные телескопом спекл-картины изображения гравитационно-линзовой системы, освещенной точечным источником, будут тождественны при различных длинах волн при всех реализациях фазовых флуктуаций. Это условие, очевидно, сохранится и в случае конечного размера квазара, если размер не зависит от длины волны. Этот факт является отражением известного в оптике интерференционного принципа эквивалентности [9]. Согласно этому принципу для вторичных плоских источников, имеющих один и тот же нормированный спектр во всех точках источника, спектральная степень когерентности света на частоте  $\omega$  в точках, отстоящих друг от друга на расстоянии  $d$ , совпадает со спектральной степенью когерентности света на частоте  $\omega/\beta$  в точках, удаленных на расстояние  $\beta d$ .

Для иллюстрации работы телескопа, визуализирующего фазовые неоднородности, на рис. 2 приведены изображения тонкого экрана с глубокой фазовой модуляцией, освещенного плоской

монохроматической волной. Изображение фазового экрана, расположенного на конечном расстоянии, определяется диаметром телескопа  $D$  и состоит из пятен (спеклов) с характерным размером  $\sim \lambda f/D$ . При удалении экрана на бесконечность его изображение стягивается в дифракционную точку, что обусловлено быстрым квадратичным набегом фазовых множителей в интеграле Френеля.

### 3. Отдельный компонент квазара

Рассмотрим окрестность одной стационарной точки, которая формируется телескопом как дифракционное изображение точки и не зависит от наличия или отсутствия других точек. Согласно (2) средняя интенсивность в фокальной плоскости телескопа для среды, содержащей только фазовые неоднородности, определится уравнением

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle = \langle u(\mathbf{r})u^*(\mathbf{r}) \rangle = \left\langle \frac{k^2 u_0^2}{4\pi^2 f^2} \int \exp\{i\Phi(\mathbf{r}')\} \times \right. \\ \left. \times \exp\left\{-ik \frac{\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r}}{f}\right\} d\mathbf{r}' \int \exp\{-i\Phi(\mathbf{r}'')\} \exp\left\{ik \frac{\mathbf{r}'' \cdot \mathbf{r}}{f}\right\} d\mathbf{r}'' \right\rangle.$$

Используя стандартную замену  $\mathbf{r}' - \mathbf{r}'' = \xi$  и  $\mathbf{r}' + \mathbf{r}'' = 2\mathbf{r}_1$ , получим

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle = \frac{k^2 u_0^2}{4\pi^2 f^2} \int \exp\left\{-ik \frac{\mathbf{r} \cdot \xi}{f}\right\} d\xi \times \\ \times \left\langle \int \exp\left\{i \left[ \Phi\left(\mathbf{r}_1 + \frac{\xi}{2}\right) - \Phi\left(\mathbf{r}_1 - \frac{\xi}{2}\right) \right]\right\} d\mathbf{r}_1 \right\rangle. \quad (5)$$

Внутри выбранной области (дифракционного изображения точки) фазу  $\Phi(\mathbf{r}_1)$  представим в виде суммы регулярной и случайной составляю-

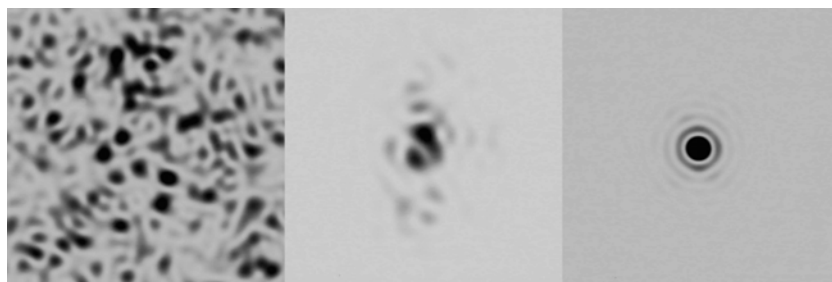


Рис. 2. Распределение интенсивности поля в плоскости изображения фазового экрана, освещенного плоской монохроматической волной, расположенного на малом, большом и бесконечном расстояниях

ших  $\Phi(\mathbf{p}_1) = \Phi_0(\mathbf{p}_1) + \delta\Phi(\mathbf{p}_1)$ , где  $\delta\Phi(\mathbf{p}_1)$  – флуктуация фазы, среднее значение которой внутри области радиуса  $\sim \frac{\lambda}{2R} z_1$  равно нулю. Тогда

$$\begin{aligned} & \left[ \Phi\left(\mathbf{p}_1 + \frac{\xi}{2}\right) - \Phi\left(\mathbf{p}_1 - \frac{\xi}{2}\right) \right] = \\ & = \nabla\Phi_0(\mathbf{p}_1)\xi + \left[ \delta\Phi\left(\mathbf{p}_1 + \frac{\xi}{2}\right) - \delta\Phi\left(\mathbf{p}_1 - \frac{\xi}{2}\right) \right]. \end{aligned}$$

Усреднению подлежит только случайная составляющая. Естественно предположить, что невязка фазы  $\delta\Phi(\mathbf{p}_1)$  имеет нормальное распределение с нулевым средним, независящее от  $\mathbf{p}_1$ . Поскольку для нормально распределенной случайной величины  $\phi$  среднее значение  $\langle \exp\{i\phi\} \rangle = \exp\left\{-\frac{1}{2}\langle\phi^2\rangle\right\}$ , уравнение (5) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{p}) \rangle &= \frac{k^2 u_0^2}{4\pi^2 f^2} \int \exp\left\{-\frac{1}{2} D_\Phi(\xi)\right\} d\xi \times \\ & \times \int \exp\left\{ik \left[ \frac{\nabla\Phi_0(\mathbf{p}_1)}{k} - \frac{\mathbf{p}}{f} \right] \xi\right\} d\mathbf{p}_1, \end{aligned}$$

где  $D_\Phi(\xi) = \left\langle \left[ \delta\Phi\left(\mathbf{p}_1 + \frac{\xi}{2}\right) - \delta\Phi\left(\mathbf{p}_1 - \frac{\xi}{2}\right) \right]^2 \right\rangle$  – структурная функция фазы.

Интегрирование по  $\mathbf{p}_1$  внутри области, где заведомо находится только одна стационарная точка, дает координату и нормировочный множитель  $u_{st}$ , который зависит от конкретной реализации регулярной составляющей фазы. Тогда, с точностью до нормировочного множителя, интенсивность отдельного компонента квазара описывается уравнением

$$\langle I(\mathbf{p}) \rangle = \frac{k^2 u_{st}^2}{4\pi^2 f^2} \int \exp\left\{ik \frac{\mathbf{p}}{f} \xi\right\} \exp\left\{-\frac{1}{2} D_\Phi(\xi)\right\} d\xi. \quad (6)$$

Уравнение (6) не учитывает дифракцию на апертуре телескопа и имеет смысл индикатрисы рассеяния. При интегрировании в бесконечных пределах, в силу сохранения энергии, средняя по ансамблю интегральная яркость источника всегда равна единице. Блеск компонента

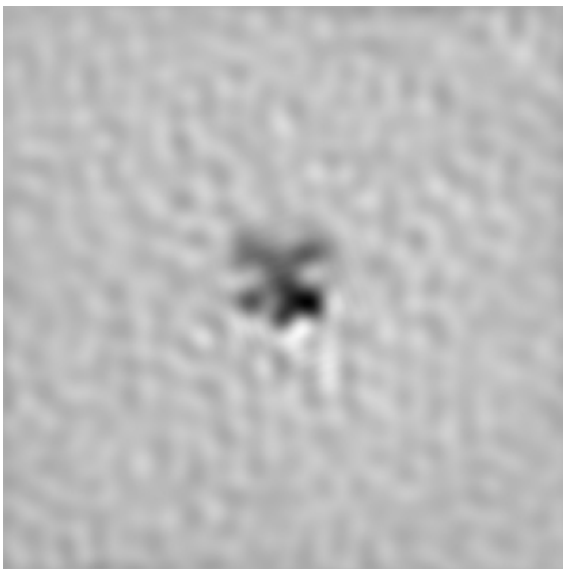
квазара определяется интегрированием в (6) только в пределах диаграммы направленности телескопа, поскольку изображение отдельного компонента всегда соответствует дифракционному изображению точки. Экстинкция света при прохождении через галактику приводит к ослаблению блеска источника, всегда возникающему при прохождении света через рассеивающую среду [6]. Рассеивающая среда в нашем случае характеризуется узко направленной вперед индикатрисой рассеяния, ширина которой может оказаться порядка ширины диаграммы направленности телескопа. При этом блеск источника определяется видом структурной функции  $D_\Phi(\xi)$  и диаграммой направленности телескопа. Изменение диаметра телескопа или длины волны изменяет эффективную область интегрирования (6). При смене реализаций фазы это приводит к нарушению полной корреляции флуктуаций интенсивности на разных телескопах или на разнесенных длинах волн.

#### 4. Заключение

Основываясь на известных методах статистической оптики и радиофизики [6, 7], изображение гравитационно-линзовой системы в телескопе можно рассматривать как сумму двух наложенных изображений, которые подчинены различным законам формирования. Одно из изображений – изображение опорных звезд и фоновой галактики, строится как изображение самосветящегося объекта (1). Второе изображение представляет собой изображение квазара, которое искажено прохождением света через фазовые неоднородности галактики, расположенные на бесконечности (2). Поскольку угловой размер квазара, составляющий  $10^{-6}$  угл. с, мал по сравнению с элементом дифракционного разрешения телескопа, его изображение практически не отличается от изображения точечного источника, искаженного фазово-неоднородной средой. Изображение квазара представляет собой спекл-картину, состоящую из одного или нескольких разрешаемых телескопом дифракционных изображений точки. Координаты и яркости точек (компонентов квазара) определяются диаметром телескопа и конкретной реализацией регулярной и случайной составляющих фазовых неоднородностей.

Реальное изображение гравитационно-линзовой системы, полученное в телескопе, искажено

прохождением света через турбулентные неоднородности земной атмосферы. Масштаб этих искажений (FWHM – Full Width at Half Maximum) обычно соизмерим с расстоянием между компонентами квазара. Если считать, что фазовые флуктуации внутри галактики пренебрежимо малы, компоненты квазара, расщепленного глобальным полем галактики, расположены на небесной сфере в плоскости квазара. Эти источники регистрируются телескопом как точечные источники, не отличимые (по глубине резкости) от опорных звезд. Требуется только сравнить два изображения гравитационно-линзовой системы, полученные на разных телескопах в одно и то же время. Для этого необходимо устранить отличия в эквивалентной экспозиции, масштабе и реальном разрешении телескопов, которые определяются атмосферными искажениями, разными для каждого телескопа. Стандартные методы фотометрии позволяют, используя изображения опорных звезд, привести оба снимка к худшему разрешению без существенной потери информации. В этом случае совмещенный разностный кадр должен содержать только ошибки фотометрии. Если флуктуациями фазы при распространении света через гравитационные поля галактики пренебречь нельзя, наложить изображения, включающие изображение фоновой галактики, полученные на телескопах, значитель-

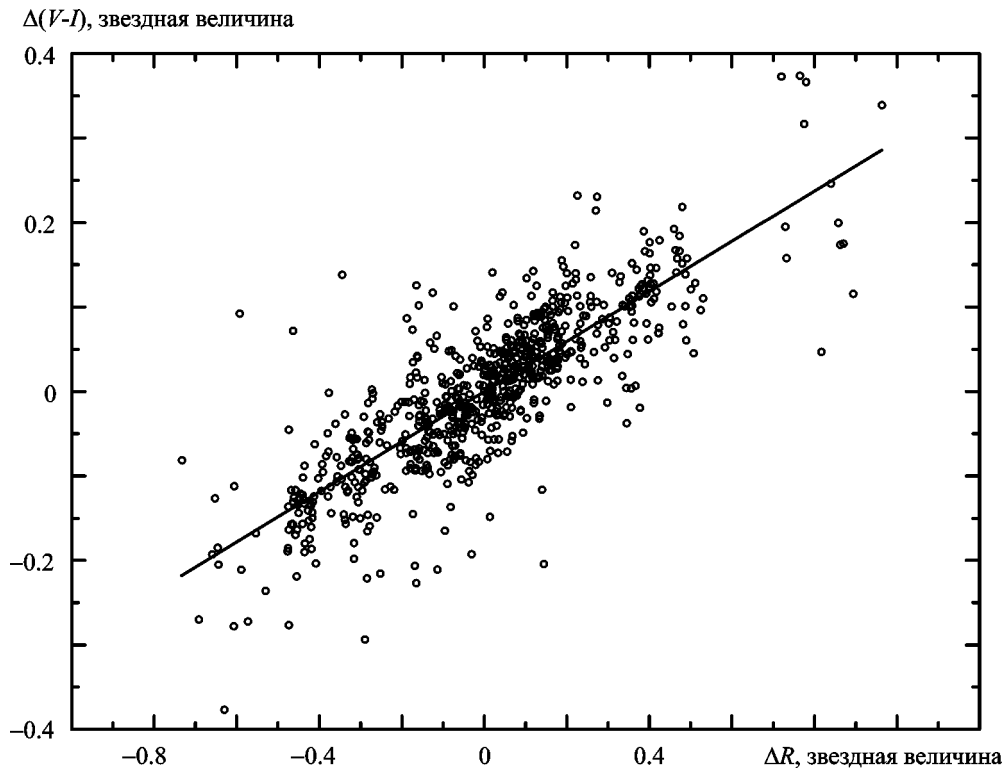


**Рис. 3.** Остаточная разность изображений квазара Q2237+0305, полученных 12.08.2004 г. на 1.5-метровом и 8-метровом телескопах

но отличающихся по диаметру, не удастся. В качестве примера на рис. 3 приведен результат сравнения изображений квазара Q2237+0305, полученных в ночь 12.08.2004 г. на 8-метровом телескопе ESO [10] и 1.5-метровом телескопе Майданакской обсерватории в фильтре R. Согласовать наложенные снимки нам не удалось. По нашим оценкам, суммарная яркость компонентов квазара оказалась выше для 1.5-метрового телескопа и составила не менее 0.06 звездной величины, что заметно превосходит ошибки фотометрии и вполне согласуется с предположением о необходимости учета случайно расположенных масс во всем объеме галактики.

Изменение диаметра телескопа или длины волны изменяет эффективную область интегрирования  $\sim \lambda/D$  в (6). При смене реализаций фазы это приводит к нарушению полной корреляции флуктуаций интенсивности излучения на разных телескопах или на разнесенных длинах волн. При фиксированном диаметре телескопа изменение длины волны полностью эквивалентно изменению диаметра телескопа лишь в случае, если площадь когерентности источника, которая определяется характерным размером квазара, не зависит от длины волны. Различие характерного размера квазара на разнесенных длинах волн приводит к аналогичному нарушению корреляции измеряемых флуктуаций яркости компонент квазара. Таким образом, анализ прохождения света через галактику позволяет утверждать, что имеется принципиальная возможность оценить рассеяние света гравитационным полем точечных масс в галактике, меняя пределы интегрирования в (6) в рамках диаграммы направленности телескопа. Изменение ширины диаграммы направленности телескопа  $\sim \lambda/D$  технически наиболее просто осуществить путем наблюдения гравитационно-линзированного квазара на различных длинах волн. Однако при этом нет уверенности, что площадь когерентности источника излучения не зависит от длины волны.

На рис. 4. приведена зависимость “блеск – цвет” компонентов квазара Q2237+0305 при микролинзировании [11, 12], полученная на основе наших наблюдений в стандартных V, R, I фильтрах на 1.5-метровом телескопе Майданакской обсерватории.



**Рис. 4.** Зависимость “блеск – цвет” компонентов квазара Q2237+0305 при микролинзировании, полученная на основе наблюдений в стандартных V, R, I фильтрах на 1.5-метровом телескопе Майданакской обсерватории. Здесь  $\Delta R$  – изменение блеска в фотометрической полосе R,  $\Delta(V - I)$  – изменение показателя цвета для фотометрических полос V и I

Чтобы разделить влияние среды и параметров источника излучения достаточно получить зависимость яркости компонент квазара от диаметра телескопа. Для этого требуется провести специальные, практически синхронные, наблюдения гравитационно-линзированного квазара на двух телескопах разного диаметра. Такие наблюдения на разнесенных длинах волн позволят непосредственно из наблюдений получить оценку статистических свойств среды распространения света, т. е. плотность и распределение масс в галактике, и установить зависимость характерного размера квазара от длины волны.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kochanek C. S. Quantitative Interpretation of Quasar Microlensing Light Curves // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 605, No. 1. – P. 58–77.
2. Vakulik V. G., Schild R. E., Smirnov G. V., Dudinov V. N., and Tsvetkova V. S. Q2237+0305 source structure and dimensions from light-curve simulation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 382, No. 2. – P. 819–825.
3. Цветкова В. С., Шульга В. М., Вакулик В. Г., Смирнов Г. В., Дудинов В. Н., Минаков А. А. Поиск темной материи с использованием явления сильного гравитационного линзирования // *Кинематика и физика небесных тел.* – 2009. – Т. 25, № 1. – С. 40–57.
4. Zhdanov V. I., Alexandrov A. N., Fedorova E. V., and Sliusar V. M. Analytical Methods in Gravitational Microlensing // *ISRN Astronomy and Astrophysics.* – 2012. – Vol. 2012, ID 906951, 21 p.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
6. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля – М.: Наука, 1978. – 463 с.
7. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 528 с.
8. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: Пер. с англ. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
9. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика: Пер. с англ. – М.: Физматлит, 2000. – 896 с.
10. ESO Archive Query Results. Available from: [http://archive.eso.org/eso/eso\\_archive\\_main.html](http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html)
11. Vakulik V. G., Dudinov V. N., Zheleznyak A. P., Tsvetkova V. S., Notni P., Shalyapin V. N., and Artamonov B. P. VRI photometry of the Einstein Cross Q2237+0305 at Maidanak observatory // *Astron. Nachr.* – 1997. – Vol. 318, No. 2. – P. 73–79.
12. Vakulik V. G., Schild R. E., Dudinov V. N., Minakov A. A., Nuritdinov S. N., Tsvetkova V. S., Zheleznyak A. P., Koni-

*chek V. V., Sinelnikov I. Ye., Burkhonov O. A., Artamonov B. P., and Bruevich V. V.* Color effects associated with the 1999 microlensing brightness peaks in gravitationally lensed quasar Q2237+0305 // *Astron. Astrophys.* – 2004. – Vol. 420, No. 2. – P. 447–457.

*В. М. Дудинов<sup>1</sup>, О. Є. Кочетов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>НДІ Астрономії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна,  
вул. Сумська, 35, м. Харків, 61022, Україна

<sup>2</sup>Радіоастрономічний інститут НАН України  
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

#### МЕЖИ ЗАСТОСУВАННЯ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ОПТИКИ У АНАЛІЗІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ ГРАВІТАЦІЙНО-ЛІНЗОВАНИХ КВАЗАРІВ

Розглянуто поширення світла квазара через галактику з урахуванням гравітаційного фокусування променів на компактних масах, розташованих у межах галактики. Показано, що спостережувана у мікролінзуванні відсутність повної кореляції флуктуацій яскравості компонент квазара на рознесених довжинах хвиль може бути пояснена не лише залежністю розміру квазара від довжини хвилі, але і властивостями середовища галактики, через яку проходить світло квазара. Аби розділити вплив середовища і параметрів джерела випромінювання потрібно організувати спеціальні, практично синхронні, спостереження гравітаційно-лінзованого квазара на двох телескопах різного діаметру. Такі спостереження на рознесених довжинах хвиль дозволять отримати оцінку статистичних властивостей середовища поширення світла, які визначаються густиною

та розподілом мас у галактиці, і встановити залежність характерного розміру квазара від довжини хвилі.

*V. N. Dudinov<sup>1</sup> and A. Y. Kochetov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Institute of Astronomy at V. Karazin National University of Kharkiv,  
35, Sumska St., Kharkiv, 61022, Ukraine

<sup>2</sup>Institute of Radio Astronomy, National Academy of Sciences of Ukraine,  
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

#### LIMITS OF APPLICABILITY OF THE GEOMETRICAL OPTICS IN ANALYZING OBSERVATIONS OF GRAVITATIONALLY LENSED QUASARS

Propagation of quasar radiation through a galaxy is analyzed, accounting for gravitational focusing of the light rays by compact masses distributed inside the galaxy volume. It is shown that the absence of total correlation between fluctuations of the macroimage brightness in different wavelengths observed in microlensing can be explained not only by the wavelength dependence of a quasar dimension but also by properties of the galaxy medium where the quasar radiation is propagating. To distinguish between the effects of the galaxy medium and parameters of the source quasar, the dedicated quasi-synchronous observations of a gravitationally lensed quasar at two telescopes of different diameters should be carried out. Such observations in different spectral ranges will provide the estimation of statistical properties of the galaxy medium, which are determined by the density and distribution of masses in the lensing galaxy, as well as determination of the wavelength dependence of the quasar size.

*Статья поступила в редакцию 19.12.2012*