

УДК 52-6

## ДЖЕТ БЛАЗАРА OJ 287 ОТ ПАРСЕКОВЫХ ДО КИЛОПАРСЕКОВЫХ МАСШТАБОВ

© 2021 г. М. С. Бутузова<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

\*E-mail: mbutuzova@crao.crimea.ru

Поступила в редакцию 26.02.2021 г.

После доработки 25.03.2021 г.

Принята к публикации 31.03.2021 г.

Изогнутая форма килопарсекового джета блазара OJ 287 анализируется с позиции прецессии центральной машины, на существовании которой основано большое количество исследований за последние десятилетия. Необходимые для анализа данные о скорости и угле с лучом зрения килопарсекового джета получены исходя из двух конкурирующих предположений о механизме образования рентгеновского излучения джета OJ 287. А именно, из обратного комптоновского рассеяния реликтового фона при релятивистском килопарсековом джете и обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника. Для последнего было показано, что ожидаемый поток от килопарсекового джета в гамма-диапазоне не превышает установленный на него предел по данным *Fermi-LAT*. Получено, что только период спирали килопарсекового джета, оцененный в рамках обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника, согласуется с периодом прецессии центральной машины, определенным из модуляции пиковых значений 12-летних оптических вспышек.

Ключевые слова: блазар, OJ 287, винтовой джет, прецессия, обратное комптоновское рассеяние

DOI: 10.31857/S0004629921080028

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Блазар OJ 287 ( $z = 0.306$ ) примечателен тем, что на оптической кривой блеска, охватывающей более 100 лет, присутствуют мощные вспышки, повторяющиеся примерно каждые 12 лет (см., напр., [1, 2]), на основании чего Силланпаа и др. [1] предположили, что в центре OJ 287 находится двойная сверхмассивная черная дыра (ЧД). Маломассивный компонент, проходя перицентр, оказывает приливное воздействие на аккреционный диск главной ЧД, вызывая тем самым вспышку каждые 12 лет. Так как излучение, образованное в ультрарелятивистском джете, направленном под малым углом к лучу зрения, существенно усиливается в системе отсчета (СО) наблюдателя и плотность потока этого излучения преобладает над плотностью потока излучения, образованного в других частях активной галактики, то естественно ожидать, что за эти вспышки ответственен джет. Подобный сценарий рассматривался, например, в работах [3–5].

В работе [3] предполагались две ЧД одинаковой массы, имеющих аккреционный диск и джет. Эти джеты изогнуты и переплетены между собой. Сначала малый угол излучающей области с лучом зрения достигается в одном джете, затем во вто-

ром, что приводит к наблюдаемой двухпиковой структуре 12-летних вспышек. Кац [4] рассматривает винтовой джет, образованный в результате прецессии аккреционного диска главной ЧД, вызванной орбитальным движением вторичной ЧД. При этом предполагается, что второй пик во время 12-летней вспышки образован вследствие нутации.

Альтернативно, для объяснения двухпиковой структуры 12-летней вспышки, авторы [5] предполагают, что вторичная ЧД дважды за период проходит через аккреционный диск главной ЧД.

При этом главная ЧД имеет массу в  $1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$ , что на порядок превышает оценки масс ЧД для блазаров (см., напр., [6, 7] и ссылки в них). Недавние исследования распределения энергии в спектре во время вспышки 2015–2016 гг. обнаруживают указания на вклад излучения аккреционного диска в общее излучение OJ 287 [8, 9]. Модель [5] дополнена прецессирующим джетом, в результате чего было получено согласование различия в позиционных углах (РА) джета [10], наблюдаемых на VLBA на частотах 15 и 43 ГГц. Однако сделанное в [10] предсказание о значениях позиционных углов джета не подтвердилось дальнейшими наблюдениями [11–13]. С другой стороны, авто-

ры [14] объяснили изменения РА деталей парсекового (пк) джета прецессией джета с накладывающимися на нее нутационными колебаниями. При этом период прецессии РА джета ( $\approx 22$  года) согласуется с долговременным квазипериодом переменности потока радиоизлучения ( $\approx 25$  лет), возникающим из-за периодических изменений Доплер-фактора излучающей области. Учитывая, что практически все наблюдаемое на одиночных антеннах радиоизлучение образуется в РСДБ-ядре [15], являющимся частью ПК-джета, в которой среда становится оптически прозрачной для излучения на данной частоте [16], результат Бритзен [14] является самосогласованным, но отличается от периода в оптическом диапазоне.

Авторы [13] дали объяснение этому различию в рамках предположения, что оптическое излучение образуется ближе к истинному началу ПК-джета, чем радиоизлучение, и что компоненты винтового джета движутся под некоторым малым углом к радиальному направлению. При этом было показано [13], что джет с такими геометрическими и кинематическими параметрами может образовываться вследствие развития (магнито)гидродинамических неустойчивостей, например, неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (см., напр., [17]). Тогда как истинная прецессия винтового джета проявляется в различных величинах максимального потока и в различии временного интервала между соседними 12-летними вспышками. Этот сценарий дает период прецессии центральной машины OJ 287 в 1200 лет, который может интерпретироваться прецессией Лензе–Тирринга в системе одиночной сверхмассивной черной дыры [13].

Свидетельства прецессии центральной машины в активных ядрах галактик могут присутствовать в килопарсековых (кпк) джетах в виде изгибов последних (см., напр., [18]). В данных наблюдений VLA на частоте 1.4 ГГц обнаруживается килопарсековый джет OJ 287, который морфологически соответствует радиоисточнику FR I, имеет длину более  $25''$  и проявляет изгиб на  $15''$  [19]. С ростом частоты наблюдения плотность потока от кпк-джета уменьшается и джет отсутствует при наблюдениях на частотах  $\geq 15$  ГГц [20]. В оптическом и инфракрасном диапазонах кпк-джет не обнаружен [21, 20]. В рентгеновском диапазоне джет обнаруживается до расстояния  $\approx 20''$  от ядра. На расстоянии  $8''$ , соответствующем исчезновению относительно ярких и ближних к ядру радиоузлов, рентгеновский джет изгибается на  $\approx 55^\circ$  [20]. Спектр излучения кпк-джета от радио- до рентгеновского диапазона невозможно описать спектром синхротронного излучения от одного степенного энергетического распределения электронов, поэтому была предложена гипотеза [20], что рентгеновское излучение образуется за счет

обратного комптоновского рассеяния реликтового излучения в предположении ультрарелятивистского килопарсекового джета, направленного под малым углом ( $\approx 10^\circ$ ) к лучу зрения (модель beamed IC/СМВ [22, 23]). То есть таким же механизмом, который предполагается действующим в килопарсековых джетах квазаров с доминирующими ядрами (см., напр., [24]). Для OJ 287 Мейер и др. [25] не обнаружили противоречия модели beamed IC/СМВ с данными *Fermi-LAT*, тогда как эта модель предсказывала большой уровень постоянного потока в гамма-диапазоне, который не был обнаружен для квазаров 3C 273 [26] и PKS 0637–752 [27].

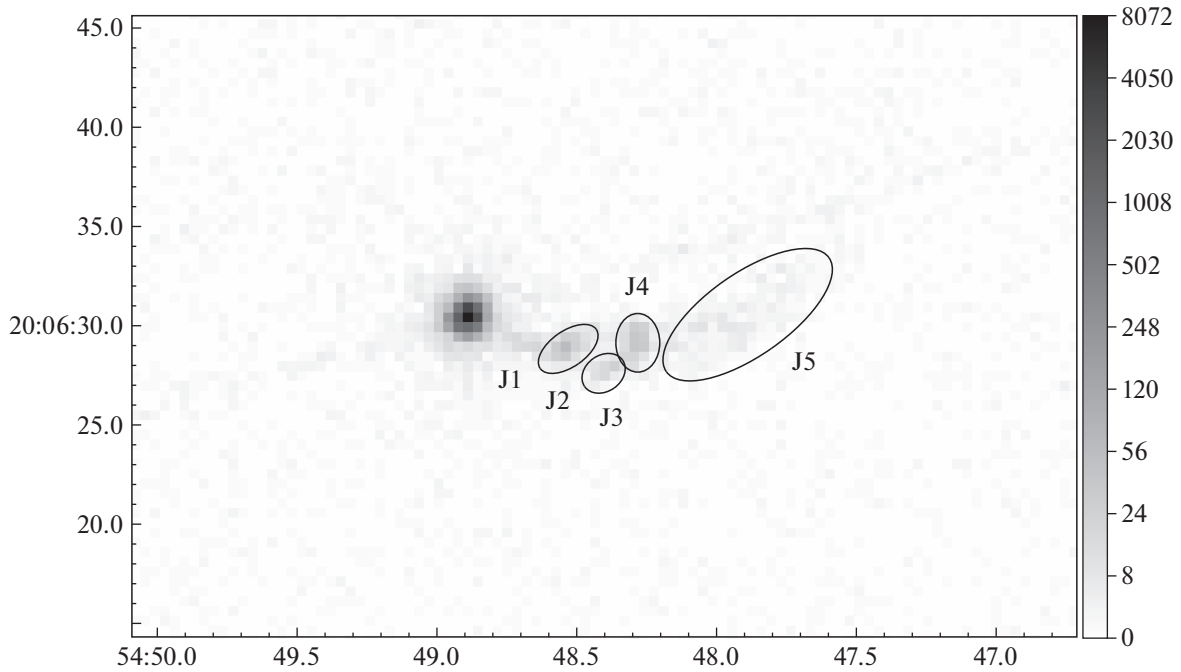
С другой стороны, набор наблюдаемых свойств джетов квазаров 3C 273 [28], PKS 1127–145 [29], PKS 0637–752, PKS 1045–188 и PKS 1510–089 [30] был объяснен в рамках модели, что рентгеновское излучение образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника (ОКР/ЦИ). В этом случае под излучением центрального источника (ЦИ) подразумевается релятивистски усиленное в системе отсчета кпк-джета излучение парсекового джета. При этом килопарсековые джеты умеренно релятивистские и составляют угол с лучом зрения несколько десятков градусов. Предполагая, что изогнутость килопарсекового джета OJ 287 обусловлена прецессией, на величину ее периода будет влиять угол джета с лучом зрения. Таким образом, комбинируя данные для ПК- и кпк-масштабов, мы можем сделать вывод о природе центрального объекта в OJ 287.

Содержание статьи следующее. В разделе 2 мы провели оценки физических параметров узлов, геометрических и кинематических параметров килопарсекового джета OJ 287 в предположении, что рентгеновское излучение узлов, расположенных до изгиба (до  $\approx 15''$ ), образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника. Анализ основан на данных наблюдений *Chandra*, обработанных с использованием последней версии пакета CIAO 4.13 и калибровочной базы данных CALDB. В разделе 3 мы определили период прецессии центральной машины исходя из кривизны килопарсекового джета в предположениях как ОКР/ЦИ, так и beamed IC/СМВ. Обсуждение полученных результатов и выводы представлены в разделе 4.

## 2. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КИЛОПАРСЕКОВОГО ДЖЕТА

### 2.1. Наблюдения *Chandra* и их обработка

OJ 287 наблюдался рентгеновской обсерваторией *Chandra* с использованием детектора ACIS-S один раз в декабре 2007 г., номер наблюдения Obs ID 9182 [20]. Так как калибровочные файлы для



**Рис. 1.** Карта джета OJ 287 в рентгеновском диапазоне 0.2–6 кэВ. Узлы обозначены согласно номенклатуре [20]. Эллипсами отмечены области, используемые для определения потока и спектрального индекса излучения. Шкала градации серого приведена в инструментальных единицах скорости счета фотонов.

обработки наблюдений *Chandra* с тех пор обновилась, мы провели повторную обработку этих данных, используя версию 4.13 пакета CIAO и версию 4.94 калибровочной базы данных CALDB. Мы сгенерировали новый файл событий evt2 с использованием стандартного скрипта chandra\_repro. Полученный файл использовали в процедуре deflare для фильтрации шумовых вспышек на кривой блеска, превышающих уровень 3σ. Затем процедурой dmgti отфильтровали те данные, во

время получения которых температура в фокальной плоскости детектора не превышала 156 К. В итоге общее время экспозиции в 49.97 килосекунд (кс) сократилось до 49.77 кс. Отфильтрованные данные мы использовали для расчета потока от узлов и моделирования спектра в пакете SERPA. Моделирование спектра и вычисление потока проводились для выделенных на рис. 1 областей, включающих в себя узлы кпк-джета OJ 287 за исключением первого узла J1, расположенного близко к яркому ядру, что затрудняет анализ для него. Мы используем номенклатуру узлов, введенную в работе [20]. Моделирование спектра проведено в диапазоне энергий фотонов 0.2–6 кэВ в предположении степенного спектра с фиксированным поглощением в Галактике. Плотность столба нейтрального водорода в направлении блазара  $N_H = 3.02 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$  вычислялась с помощью скрипта COLDEN, основанного на данных [31]. Полученные результаты представлены в табл. 1.

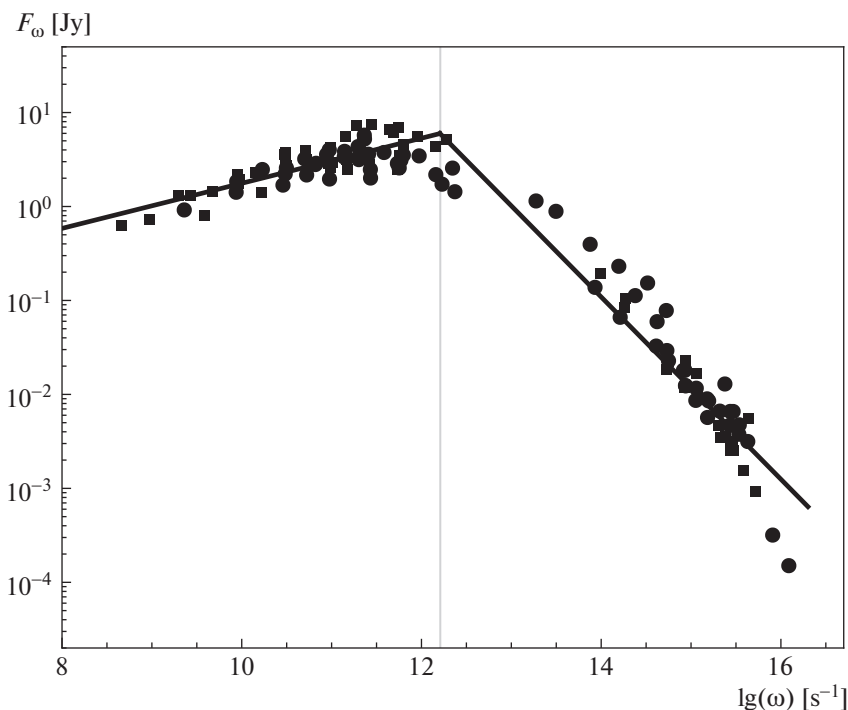
**Таблица 1.** Данные рентгеновских наблюдений узлов джета OJ 287

| Узел | Размер, " | R, " | $F_{0.2-6}$                | $F_1$                      | $\alpha_x$      |
|------|-----------|------|----------------------------|----------------------------|-----------------|
| (1)  | (2)       | (3)  | (4)                        | (5)                        | (6)             |
| J2   | 1.7 × 0.9 | 5.1  | $4.69 \pm_{-0.52}^{+0.53}$ | $5.91 \pm_{-0.50}^{+0.58}$ | $0.78 \pm 0.15$ |
| J3   | 1.2 × 0.9 | 7.5  | $5.16 \pm_{-0.86}^{+0.85}$ | $2.13 \pm_{-0.36}^{+0.35}$ | $0.69 \pm 0.24$ |
| J4   | 1.1 × 1.5 | 8.4  | $1.49 \pm_{-0.15}^{+0.13}$ | $6.16 \pm_{-0.62}^{+0.54}$ | $0.79 \pm 0.14$ |
| J5   | 5 × 2     | 13.2 | $1.24 \pm_{-0.14}^{+0.12}$ | $5.13 \pm_{-0.62}^{+0.50}$ | $0.78 \pm 0.16$ |

Примечание. В столбцах указаны: узел (1); размер области, которая использовалась в анализе (2); расстояние центра области до ядра блазара (3); интегральный поток излучения в диапазоне энергий фотонов 0.2–6 кэВ в  $10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (4); спектральный поток на частоте фотонов, соответствующей энергии 1 кэВ в нЯн (5); рентгеновский спектральный индекс в диапазоне 0.2–6 кэВ (6).

### 2.2. Обратное комптоновское рассеяние излучения центрального источника

Мы рассматриваем обратное комптоновское рассеяние (ОКР) излучения центрального источника (ЦИ), используя формулы, полученные в работе [29]. Эти формулы определяют поток рассеянного излучения при ОКР степенного фотон-



**Рис. 2.** Спектр центрального источника и его аппроксимация двумя степенными законами. Усредненные данные на одной частоте представлены кругами, отдельные точки наблюдений – квадратами. Вертикальная линия отмечает  $\omega_0$ .

ного спектра ( $F \propto \nu^{-\alpha}$ ) на электронах со степенным энергетическим распределением.

Наблюдаемый спектр блазара OJ 287 более сложный, но он может быть аппроксимирован двумя степенными участками (рис. 2, табл. 2). Так как под центральным источником подразумевается излучение парсекового джета, которое, по крайней мере, в радио-мм диапазоне доминирует над излучением остальных частей активного ядра [15], то расчет спектра ЦИ в системе отсчета кпк-джета проводится согласно выражению

$$\omega_j = \omega(1+z)\delta_j/\delta, \quad (1)$$

где  $\omega_j$  – частота фотона в СО джета, соответствующая частоте фотона в СО земного наблюдателя  $\omega$ ,  $z$  – красное смещение объекта,  $\delta_j$  и  $\delta$  – Доплер-факторы для наблюдателя на Земле и в кпк-джете.

**Таблица 2.** Аппроксимации спектра ЦИ степенными законами

| Участок | Диапазон частот, $\text{с}^{-1}$ | Коэффициент $Q, 10^{-23}$<br>$\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Гц}^{\alpha-1}$ | $\alpha$         |
|---------|----------------------------------|--|------------------|
| 1       | $< 1.6 \times 10^{12}$           | $(7.03 \pm_{1.48}^{2.57}) \times 10^{-3}$  | $-0.24 \pm 0.02$ |
| 2       | $> 1.6 \times 10^{12}$           | $(4.14 \pm_{1.52}^{5.75}) \times 10^{12}$  | $0.97 \pm 0.04$  |

Доплер-фактор  $\delta_j = \sqrt{1 - \beta_{\text{pc}}^2} / (1 - \beta_{\text{pc}} \cos \theta_{\text{pc}}^{\text{крс}})$  мы оценили, исходя из следующих соображений. Скорость компонентов парсекового джета  $\beta_{\text{pc}} = 0.9979c$ , как это следует из видимой скорости максимально быстро движущихся деталей [32]. Так как излучение ЦИ, рассеиваемое в пределах одного узла кпк-джета, излучалось на протяжении тысяч лет, то в качестве угла пк-джета с лучом зрения бралось среднее значение угла между осью винтового джета и лучом зрения,  $\theta_{\text{pc}} = 1.9^\circ$ . Это значение получено в предположении прецессии оси винтового джета с углом полураствора конуса прецессии  $0.7^\circ$  и углом оси конуса прецессии с лучом зрения в  $1.8^\circ$  [13]. Угол между пк- и кпк-джетом,  $\theta_{\text{pc}}^{\text{крс}}$ , находили из  $\theta_{\text{pc}}$  и разницы позиционных углов джета на пк- ( $\text{РА}_{\text{pc}}$ ) и кпк- ( $\text{РА}_{\text{крс}}$ ) масштабах (см., напр., [29, 30, 33]). Кпк-джет изогнут [19, 20], поэтому мы при вычислениях для каждого рассматриваемого узла джета OJ 287 брали значение его РА в качестве  $\text{РА}_{\text{крс}}$ . В качестве  $\text{РА}_{\text{pc}}$  мы взяли РА оси винтового джета, который равен  $265^\circ$  [13].

Для точной оценки  $\theta_{\text{pc}}^{\text{крс}}$  необходимо значение азимутального угла изгиба. Этот угол характеризует положение кпк-джета относительно плоскости, содержащей ось пк-джета и луч зрения, и мо-

жет принимать значения от 0 до 360°. Изменяя значения азимутального угла в указанном интервале с шагом в 10°, мы получили набор значений  $\theta_{\text{pc}}^{\text{крс}}$ , медиана которого использовалась для вычисления  $\delta_j$ . Для всех узлов кпк-джета  $\delta_j \approx 31$ . В соответствии с формулами (3) и (5) в [13], мы нашли  $\delta = 19$  как среднее значение Доплер-фактора излучающей области в винтовом парсековом джете.

В рамках ОКР/ЦИ спектральных индекс рентгеновского излучения  $\alpha_x$  может принимать два значения [29]. В первом случае  $\alpha_x = \alpha_i$ , где  $\alpha_i$  – спектральный индекс  $i$ -го участка спектра ЦИ. В этом случае рассеянное излучение в основном образуется за счет рассеяния фотонов, принадлежащих степенному спектру, на электронах с энергией, соответствующей энергии одной из границ степенного электронного спектра (так называемое ограничение электронным спектром). Во втором случае  $\alpha_x = \alpha_R = (\gamma - 1)/2$ , где  $\gamma$  – спектральный индекс электронного энергетического распределения. В этом случае наблюдаемый поток рассеянного излучения образуется преимущественно за счет ОКР фотонов с частотой, соответствующей одной из граничных частот степенного спектра на электронах с энергией, далекой от граничных значений (так называемое ограничение фотонным спектром).

Для всех рассматриваемых узлов джета ОJ 287  $\alpha_x = \alpha_R$  (в диапазоне частот от 1.4 до 15 ГГц  $\alpha_R = 0.8 \pm 0.1$  [20]). Доминирующая в ОКР граница фотонного спектра является верхней, если  $\alpha_R > \alpha_i$ , и нижней, если выполняется обратное неравенство. Таким образом, как при ОКР 1-го, так и 2-го участков спектра ЦИ, основной вклад в рассеянное излучение дает ОКР фотонов с частотой  $\omega_{0,j} = 3.3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Из формулы (6) в [29] с подстановкой  $\omega_{0,j}$  и параметров 1-го участка спектра ЦИ ОJ 287 (т.к. на этих частотах меньше вклада от других частей активного ядра) мы оценили среднюю напряженность магнитного поля  $B = 1.1 \times 10^{-7} \text{ Гс}$  и концентрацию электронов  $n_e = 25 \Gamma_{\text{min}}^{-1.6} \text{ см}^{-3}$  ( $\Gamma_{\text{min}}$  – минимальный Лоренц-фактор электронов) для узлов J2, J3 и J4. При этом из данных наблюдений (табл. 1 и [20]) получено  $\gamma = 2.6$ , угол кпк-джета с лучом зрения составил  $\theta_{\text{крс}} = 35^\circ$  (см. п. 2.3), использовалась  $\Lambda$ CDM-модель с параметрами  $\Omega_m = 0.27$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.73$ ,  $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  [34]. Видно, что величины  $n_e$  и  $B$  приемлемы для данного типа источников.

### 2.3. Угол зрения и скорость килопарсекового джета

Рентгеновское излучение в пределах протяженной области J5 имеет малую интенсивность без выраженного пространственного распределения. Поэтому мы полагаем, что в этой области рентгеновское излучение образуется за счет ОКР фотонов реликтового излучения. Тогда как в других, более близких с ЦИ, узлах рентгеновское излучение образуется посредством ОКР/ЦИ (см. п. 2.2). Для узла J4 преобладание потока рентгеновского излучения, образованного за счет ОКР/ЦИ, над потоком, образованным вследствие ОКР/РИ, позволяет определить нижнее ограничение на угол зрения части джета, содержащей узел J4, с лучом зрения (см. [29, ф-ла (13)]):

$$\theta_{\text{крс}} \geq \left[ \frac{2^{\gamma+1} |2\alpha_1 + 1 - \gamma| W_{\text{СМВ}} \times \left( \frac{4\pi c R_{J4}^2}{L_{\text{CS}}} \left( \frac{\omega_{\text{СМВ}}}{\omega_{0,j}} \right)^{(\gamma-1)/2-1} \right)^{1/(\gamma+3)}}{\gamma + 3} \right] \geq 35.2^\circ, \quad (2)$$

где  $W_{\text{СМВ}} = 1.2 \times 10^{-12} \text{ эрг см}^{-3}$  и  $\omega_{\text{СМВ}}$  – плотность энергии и частота максимума реликтового фона на красном смещении объекта  $z$ ,  $R_{J4}$  – расстояние узла J4 от центрального источника,  $L_{\text{CS}} = 4\pi(1+z)^{3+\alpha_1} (\delta_j/\delta) D_L^2 Q_1 \omega_{0,j}^{-\alpha_1+1} \approx 5.2 \times 10^{47} \text{ эрг/с}$  – светимость ЦИ в СО кпк-джета ( $D_L = 1576.8 \text{ Мпк}$ ). Используя  $R_{J5}$  вместо  $R_{J4}$  в неравенстве, обратном (2), получили верхнее ограничение на угол кпк-джета с лучом зрения  $\theta_{\text{крс}} \leq 42^\circ$ .

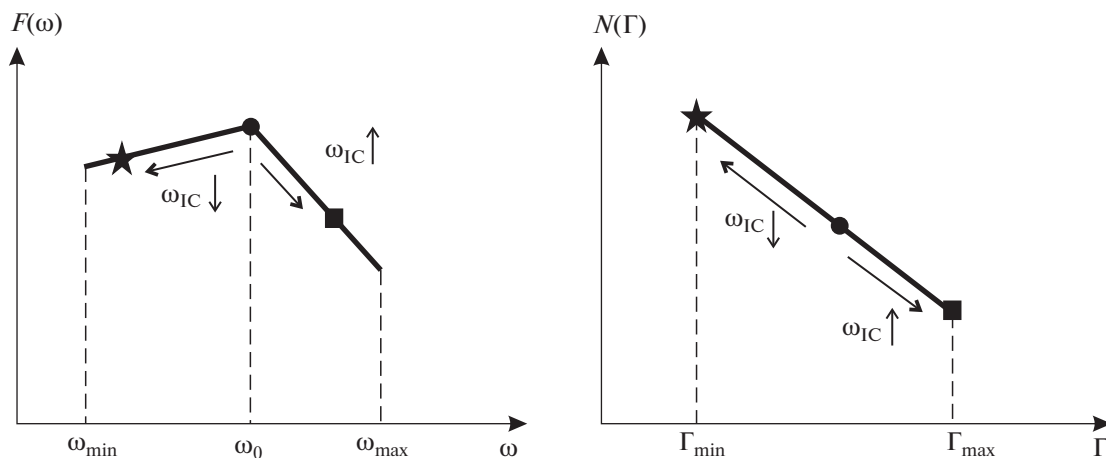
Согласование углов с лучом зрения парсекового  $\theta_{\text{pc}} = 1.9^\circ$  (см. п. 2.2) и килопарсекового  $\theta_{\text{крс}} \approx 38^\circ$  джетов возможно в рамках релятивистской абберации. А именно, при замедлении джета увеличивается угол между вектором скорости джета и лучом зрения в системе отсчета наблюдателя. Доплер-фактор кпк-джета [29] равен

$$\delta_{\text{крс}} = \delta_{\text{pc}} \frac{\sin \theta_{\text{pc}}}{\sin \theta_{\text{крс}}} = 1.02. \quad (3)$$

Тогда скорость кпк-джета может быть равна  $0.025c$  или  $0.971c$ . Так как проявления замедления джетов обнаруживаются уже на расстояниях 100 пк от ядра [35], то первое значение представляется более вероятным.

### 2.4. Ожидаемый поток от джета в гамма-диапазоне

Поток в анализируемом диапазоне частот, соответствующих энергии фотонов 0.2–6 кэВ, образуется за счет ОКР фотонов с частотой  $\omega_{0,j}$ . Энергии взаимодействующих при этом частиц схема-



**Рис. 3.** Схемы фотонного (слева) и электронного (справа) спектров. Одинаковыми символами обозначены участки спектров, дающие основной вклад в поток рассеянного излучения на разных частотах. Закрашенный круг соответствует энергиям взаимодействующих частиц, производящих излучение в диапазоне энергий фотонов 0.2–6 кэВ, квадрат – энергиям частиц, производящих излучение на больших частотах, звездочка – на меньших частотах.

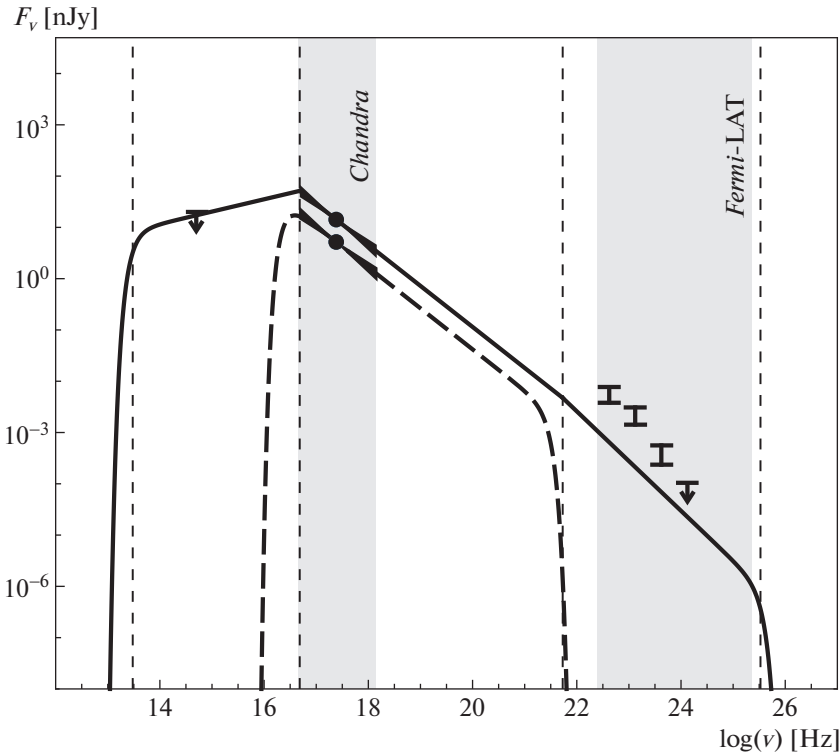
точно отмечены закрашенными кружками на рис. 3. Так как частота рассеянного фотона однозначно определяется частотой фотона до рассеяния  $\omega_j$  и Лоренц-фактором электрона  $\Gamma$  (напр., [36]),

$$\omega_{IC} = k_{IC} \omega_j \Gamma^2, \quad (4)$$

где  $k_{IC} = 4/3/(1+z)$ , то ОКР фотонов с частотой  $\omega_{0,j}$  действует в интервале от  $\omega_{X,br1} = k_{IC} \omega_{0,j} \Gamma_{min}^2$  до  $\omega_{X,br2} = k_{IC} \omega_{0,j} \Gamma_{max}^2$ , где  $\Gamma_{min}$  и  $\Gamma_{max}$  – Лоренц-факторы нижней и верхней границы степенного энергетического спектра электронов, соответственно. На частотах выше  $\omega_{X,br2}$  рассеянное излучение образуется за счет ОКР фотонов участка 2 спектра ЦИ на электронах с  $\Gamma_{max}$  и имеет спектральный индекс, равный  $\alpha_2$ . На рис. 3 энергии взаимодействующих частиц в этом случае отмечены закрашенными квадратами. При неизменной энергии рассеивающих электронов рост  $\omega_{IC}$  обеспечивается рассеянием фотонов со все большей частотой. Рассеяние фотонов ЦИ с максимальной частотой  $\omega_{max,j}$  производит рассеянное излучение на частоте  $\omega_{X,max} = k_{IC} \omega_{max,j} \Gamma_{max}^2$ , выше которой спектр высокоэнергетического излучения обрывается. На частотах ниже  $\omega_{X,br1}$  рассеянный поток образуется за счет ОКР фотонов участка 1 спектра ЦИ на электронах с  $\Gamma_{min}$  и имеет спектральный индекс, равный  $\alpha_1$ . Энергии взаимодействующих частиц отмечены звездочками на рис. 3.

Смоделированный спектр рассеянного излучения при ОКР/ЦИ показан на рис. 4. Также

приведены верхние ограничения на поток от кпджета в оптическом [20] и гамма-диапазонах [25]. Спектр построен при параметрах:  $\Gamma_{min} = 300$  и  $\Gamma_{max} = 10^5$ , последний из которых был выбран таким образом, чтобы при магнитном поле  $\sim 10^{-6}$  Гс отсутствовало синхротронное излучение на частоте выше 15 ГГц. Значение  $\Gamma_{max}$  определяет частоты  $\omega_{X,br2}$  и  $\omega_{X,max}$ . Из рис. 4 видно, что изменение этих частот не приведет к превышению модельного потока рассеянного излучения в гамма-диапазоне над значениями, установленными как верхний предел на наблюдаемый поток. Требование отсутствия излома в спектре рассеянного излучения на частотах, соответствующих энергии 0.2–6 кэВ, дает  $\Gamma_{min} \leq 300$ . С другой стороны,  $\Gamma_{min} \geq 300$  необходимо для удовлетворения верхнему ограничению на оптический поток. Отметим, что инверсный спектр на низких радиочастотах объясняется поглощением, действующим в среде парсекового джета [16, 37, 38]. Тот факт, что низкочастотный спектр OJ 287 не такой крутой, как ожидается при поглощении, может объясняться тем, что на низких частотах углового разрешения одиночной антенны недостаточно для разделения излучения компактного ядра и килопарсекового джета. Поэтому излучение килопарсекового джета вносит существенный вклад в наблюдаемое общее излучение блазара OJ 287 на частотах, относящихся к участку 1 спектра ЦИ. Тогда действительный спектр ЦИ на этих частотах может быть круче и, следовательно, спектр рассеянного излучения на частотах от  $\omega_{X,min}$  до  $\omega_{X,br1}$  в действительности круче, и соответствие



**Рис. 4.** Модельный спектр высокочастотного излучения узлов джета OJ 287. Суммарное излучение от узлов J2, J3 и J4 при ОКР/ЦИ показано сплошной линией, излучение узла J5 при ОКР на реликтовом фоне для рассматриваемого субрелятивистского джета – штриховой линией. Точками и треугольниками соответствующих цветов показаны наблюдаемые рентгеновские потоки при энергии фотонов 1 кэВ и неопределенности определения спектрального индекса рентгеновского излучения, соответственно. Штриховые вертикальные линии обозначают частоты излома в спектре узлов при ОКР/ЦИ. Закрашенные области отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*. Короткими черными линиями указаны потоки и верхнее ограничение на них в оптическом и гамма-диапазонах. При построении энергетический спектр электронов полагался степенным в диапазоне от  $\Gamma_{\min} = 300$  до  $\Gamma_{\max} = 10^5$ .

верхнему пределу на оптический поток будет выполняться при меньших  $\Gamma_{\min}$ .

### 3. ПРЕЦЕССИЯ КПК-ДЖЕТА

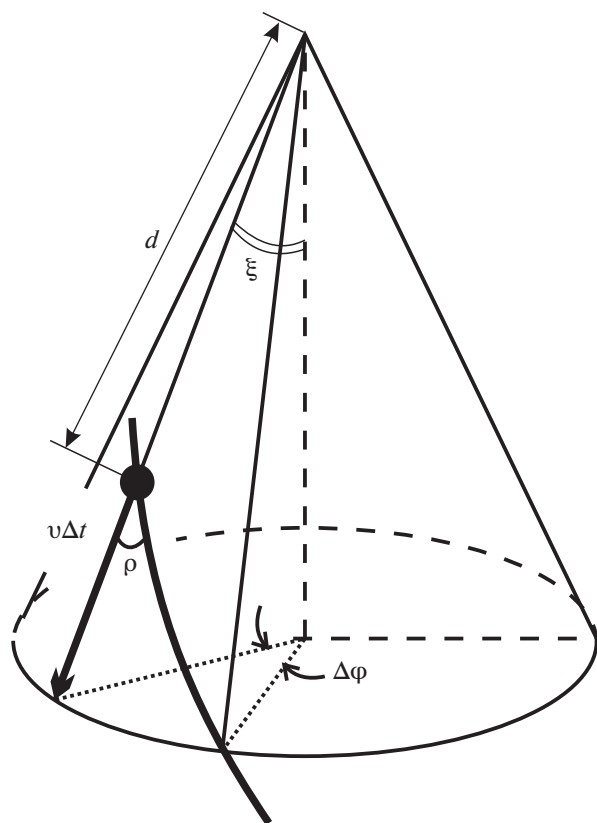
Для интерпретации свойств долговременной оптической переменности и РСДБ-наблюдений джета OJ 287 часто предполагается прецессия центральной машины и винтовой джет. Поэтому естественно ожидать обнаружения признака прецессии на кпк-масштабах, который проявлялся бы в виде изогнутого джета. Подобный изогнутый джет наблюдается до  $16''$  от ядра (от этой части зарегистрировано рентгеновское излучение, см. рис. 1), и, по-видимому, изгиб продолжается до  $27.4''$ , где обнаруживается самая дальняя от ЦИ деталь кпк-джета при наблюдении на частоте 1.4 ГГц [19]. Полагая, что максимальная разница PA, наблюдающаяся для этого узла, и J1 является удвоенным отклонением от PA оси конуса пре-

цессии ( $2\Delta PA = 53^\circ$ ), то отношение угла оси конуса прецессии с лучом зрения  $\theta_{0, \text{кpc}}$  к углу полураствора конуса прецессии  $\xi_{\text{кpc}}$  может быть найдено из выражения (3) в [39]:

$$\text{tg } \Delta PA = \left[ \left( \frac{\theta_{0, \text{кpc}}}{\xi_{\text{кpc}}} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Получено  $\theta_{0, \text{кpc}}/\xi_{\text{кpc}} = 2.25$ , что примерно соответствует аналогичному отношению  $\theta_{0, \text{pc}}/\xi_{\text{pc}} = 2.57$  для пк-масштабов ( $\theta_{0, \text{pc}} = 1.8^\circ$ ,  $\xi_{\text{pc}} = 0.7^\circ$  [13]). Воспользовавшись формулой (3) для  $\theta_{\text{pc}} = \theta_{0, \text{pc}} + \xi_{\text{pc}}$ , мы нашли угол полураствора конуса прецессии кпк-джета  $\xi_{\text{кpc}} \approx 18^\circ$ .

Расстояние  $\Delta R$  между самым дальним узлом в радиодиапазоне и узлом J1 – это половина длины волны изогнутого прецессией джета в проекции на картинную плоскость. Анализ рентгеновских наблюдений дает необходимый угол с лучом зре-



**Рис. 5.** Схема, иллюстрирующая изменение азимутального угла на фиксированном расстоянии от вершины конуса при движении компонентов джета по образующим конуса прецессии. Показан один компонент джета (закрашенный круг) и часть джета вблизи него (толстая линия). Отмечены геометрические и кинематические параметры, используемые для определения  $\Delta\varphi$ .

ния  $\theta_{\text{крс}}$  и скорость  $\beta_{\text{крс}}$  кпк-джета. Тогда период прецессии в системе отсчета наблюдателя равен

$$T_{\text{крс}} = \frac{2\Delta R}{\beta_{\text{крс}} c \sin \theta_{\text{крс}}}. \quad (6)$$

Для расчета  $T_{\text{крс}}$  по формуле (6) необходимы значения  $\theta_{\text{крс}}$  и  $\beta_{\text{крс}}$ . Оценка этих параметров может быть получена из анализа механизмов образования рентгеновского излучения кпк-джета. На данный момент есть два конкурирующих механизма, дающие принципиально различные оценки  $\theta_{\text{крс}}$  и  $\beta_{\text{крс}}$ . В рамках ОКР/ЦИ  $\theta_{\text{крс}} \approx 38^\circ$  и  $\beta_{\text{крс}} = 0.025$ . С другой стороны, модель beamed IC/СМВ подразумевает ультрарелятивистский кпк-джет. Для него по одной оценке  $\delta_{\text{крс}} = 22.5$  и  $\theta_{\text{крс}} = 2.6^\circ$  [25], что невозможно для вещественных  $\beta_{\text{крс}}$ , по другой оценке  $\delta_{\text{крс}} = 8$  и  $\theta_{\text{крс}} = 3.8^\circ$  до изгиба и  $7^\circ$  для конечных участков рентгеновского джета [20]. Последний набор параметров пред-

полагает  $\beta_{\text{крс}} = 0.97$ , которое мы используем в дальнейших вычислениях. Таким образом, для ОКР/ЦИ  $T_{\text{крс}}^{\text{IC/CS}} = 4.5 \times 10^7$  лет, для beamed IC/СМВ  $T_{\text{крс}}^{\text{IC/СМВ}} = 8.1 \times 10^6$  лет.

Период прецессии (12 лет), определяемый по оптическим данным, никак не проявляется на кривых блеска в радиодиапазоне. Более того, период переменности потока в радиодиапазоне и период изменения РА внутреннего джета примерно соответствуют друг другу ( $\approx 25$ – $30$  лет [14, 40, 41]) и позволяют соотнести их образование с винтовой формой джета из-за прецессии. Эти периоды существенно меньше найденных здесь периодов. Но учитывая различные скорости и масштабы джетов, возможно, удастся их согласовать. Для этого найдем выражение для периода через изменение азимутального угла на некотором расстоянии от вершины конуса прецессии (см. рис. 5). Излучающая на некоторой частоте область находится на постоянном расстоянии  $d$  от вершины конуса. Отметим, что вершина конуса может не совпадать ни с началом джета, ни с положением ЧД. Тогда малое изменение азимутального угла на расстоянии  $d$  составляет

$$\Delta\varphi \approx \frac{v\Delta t \operatorname{tg} \rho}{(d + v\Delta t) \cos \xi}, \quad (7)$$

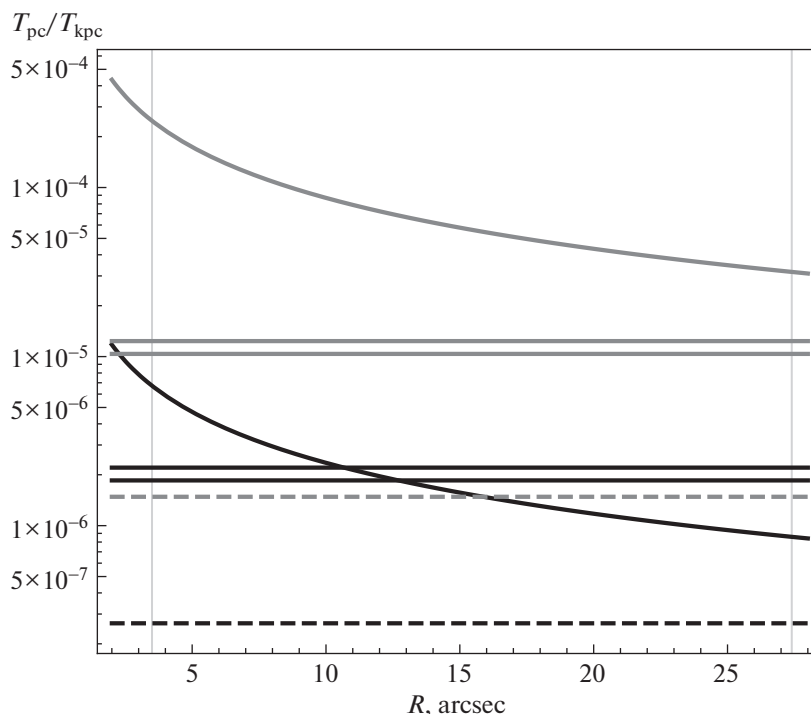
где  $\rho$  – угол закрутки вещества джета. Учитывая, что  $d \gg v\Delta t$  и  $T = n\Delta t$ , находим отношение периодов величин, соответствующих пк- и кпк-масштабам:

$$\frac{T_{\text{рс}}}{T_{\text{крс}}} = \frac{d_{\text{рс}} \cos \xi_{\text{рс}} \beta_{\text{крс}}}{d_{\text{крс}} \cos \xi_{\text{крс}} \beta_{\text{рс}}}. \quad (8)$$

Авторы [13] объяснили различие периодов в оптическом и радиодиапазоне нерадиальным движением компонентов джета и тем, что область, ответственная за оптическое излучение, находится ближе к истинному началу джета, чем РСДБ-ядро и пк-джет. Как видно из формулы (8), несоответствие периодов в оптическом и радиодиапазонах при радиальном движении также может быть объяснено различием в расстоянии от вершины конуса до областей, ответственных за наблюдаемые величины. Единственный параметр в выражении (8), не имеющий надежной оценки, это  $d_{\text{рс}}$ . Для РСДБ-ядра он может быть оценен в  $d < 10.3$  пк [13] по астрометрическому смещению положения РСДБ-ядра при разных частотах наблюдений [16]. Тогда для оптически излучающей области можно считать  $d_{\text{рс}} \approx 4$  пк.

С одной стороны, более 30 лет рассматривается период прецессии ОJ 287 в 12 лет в системе отсчета наблюдателя. С другой стороны, эта периодичность может возникать в джете, имеющим винтовую форму вследствие развития гидродина-





**Рис. 6.** Отношение периодов прецессии, определяемых на пк- и кпк-масштабах. Черный цвет соответствует величинам, найденным в рамках ОКР/ЦИ, серый – beamed IC/СМВ. Изогнутые линии показывают выражение (8) в зависимости от углового расстояния от ядра при подстановках:  $\xi_{pc} = 0.7^\circ$ ,  $\xi_{kpc} = 18.1^\circ$ ,  $\beta_{pc} = 0.9979$ ,  $\beta_{kpc} = 0.025$  (для ОКР/ЦИ) и  $\xi_{pc} = 0.7^\circ$ ,  $\xi_{kpc} = 2.3^\circ$ ,  $\beta_{pc} = 0.9979$ ,  $\beta_{kpc} = 0.97$  (для beamed IC/СМВ). Прямые линии отмечают соответствующие отношения периодов  $92 \pm 8$  (сплошные) и 12 лет (штриховые) к величинам  $T_{kpc}$ , найденным в разделе 3.

мических неустойчивостей, тогда как реальный период прецессии отражается в модуляции пиковых значений потока во время 12-летних вспышек [13]. В рамках этого предположения был оценен период прецессии центральной машины OJ 287 в  $92 \pm 8$  лет в системе отсчета наблюдателя, что соответствует 1200 лет в системе отсчета источника [13]. Чтобы проверить, насколько соответствуют периоды, относящиеся к величинам на пк-масштабах к периоду, найденному по изогнутости кпк-джета, мы сопоставили значение  $d_{kpc}$  с угловым расстоянием  $R$ , которое изменяли от  $3''$  до  $28''$ , т.е. до расстояния, на котором перестает детектироваться в радиодиапазоне кпк-джет OJ 287. Ожидаемое из формулы (8) отношение периодов на пк- и кпк-масштабах для ОКР/ЦИ и для модели beamed IC/СМВ приведено на рис. 6. Видно, что в предположении ОКР/ЦИ период прецессии, определяемый по кпк-джету, согласуется с периодом прецессии винтового джета 92 года [13].

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

OJ 287 – первый объект, для которого было предположено существование системы двойных

черных дыр на основе периодичности долговременной оптической кривой блеска [1]. Нетепловой спектр OJ 287 со слабым излучением в линиях подразумевает, что практически все наблюдаемое оптическое излучение образуется в релятивистском джете. Тогда период переменности естественно может быть объяснен изменением угла зрения джета из-за винтовой формы джета, обусловленной прецессией центральной машины [3, 4, 10]. Но все равно для получения такого малого периода прецессии необходимо предположение о двойной ЧД в центре OJ 287.

Многолетние РСДБ-наблюдения пк-джета OJ 287, выполненные с помощью *Very Long Baseline Array* (США) на частотах 43 ГГц [12] и 15 ГГц [14, 13] обнаруживают изменение положения джета с (квази)периодом  $\approx 22\text{--}28$  лет. С этой величиной хорошо согласуется период долговременной переменности плотности потока радиоизлучения  $\approx 25$  лет. Различие периодов, определяемых по данным в оптическом и радиодиапазонах, объясняется тем, что излучение соответствующих частот приходит от разных частей джета: излучающая в оптическом диапазоне область находится ближе к истинному началу джета, чем РСДБ-ядро [13].

Бритзен и др. [14] показали, что возникновение периода продолжительностью  $\approx 25$  лет возможно как в системе двойной ЧД, так и при некоторых параметрах, в системе одиночной ЧД. С другой стороны, было показано [13], что наблюдаемые в радио- и оптическом диапазонах периоды могут образовываться в винтовом джете, приобретшем эту форму вследствие развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, тогда как прецессия этого винтового джета может отражаться в различии пиковых потоков во время 12-летних вспышек. Найденный в рамках данных предположений период прецессии оказался равным 92 года в системе отсчета наблюдателя, что соответствует 1200 годам в системе отсчета источника. Прецессия с этим периодом может происходить в системе одиночной сверхмассивной ЧД и ее аккреционного диска [13]. Отдать преимущество одному из двух предположений о центральной машине OJ 287 на основе имеющихся фотометрических оптических и РСДБ-данных невозможно. С другой стороны, блазар OJ 287 имеет  $\approx 28''$  искривленный кпк-джет. Поэтому, предполагая, что эта изогнутость обусловлена прецессией центральной машины, можно найти период кпк-джета и, согласовывая с величинами, относящимися к пк-масштабу, сделать вывод о том, одиночная или двойная ЧД в центре OJ 287. Важно отметить, что недавние исследования рентгеновского спектра нескольких квазаров не обнаружили доказательств присутствия двойных сверхмассивных ЧД [42].

Для этой цели необходимо знание скорости и угла с лучом зрения кпк-джета. Эти параметры возможно оценить из анализа рентгеновского излучения кпк-джета. Но в настоящий момент есть два предположения о механизмах образования рентгеновского излучения для джета OJ 287. Это ОКР/ЦИ и beamed IC/СМВ [22, 23]. Последнее из них широко использовалось для интерпретации свойств кпк-джетов квазаров с доминирующими ядрами, но в свете данных, полученных *Fermi*-LAT, уже опровергнуто для ряда объектов [26, 27], за исключением OJ 287 [25]. Поэтому мы для анализа также использовали данные о скорости и ориентации кпк-джета, полученные в рамках модели beamed IC/СМВ. ОКР/ЦИ рассматривалось для нескольких объектов и дало интерпретацию наблюдаемых распределений яркости вдоль джета, сходству и различию спектральных индексов, определяемых в радио- и рентгеновском диапазонах, без дополнительных предположений [29, 30].

Основные полученные результаты таковы.

1. Показано, что ОКР/ЦИ является возможным механизмом образования рентгеновского излучения кпк-джета OJ 287. При этом ожидаемый поток в гамма-диапазоне не превышает уста-

новленную по данным *Fermi*-LAT верхнюю границу для него [25].

2. В рамках ОКР/ЦИ скорость и угол кпк-джета с лучом зрения равны  $0.025c$  и  $\approx 38^\circ$  соответственно.

3. Согласие периодов, найденных на основе пк- и кпк-данных, присутствует только для периода, найденного в рамках ОКР/ЦИ. При этом период спирали кпк-джета хорошо согласуется только с периодом прецессии 92 года (в системе отсчета наблюдателя), ожидаемым в предположении одиночной сверхмассивной ЧД в центре OJ 287.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование поддержано грантом РФФ № 19-72-00105.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Sillanpaa, S. Haarala, M. J. Valtonen, B. Sundelius, and G. G. Byrd, *Astrophys. J.* **325**, 628 (1988).
2. C. Villforth, K. Nilsson, J. Heidt, L. O. Takalo, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **402**, 2087 (2010).
3. M. Villata, C. M. Raiteri, A. Sillanpaa, and L. O. Takalo, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **293**, L13 (1998).
4. J. I. Katz, *Astrophys. J.* **478**, 527 (1997).
5. H. J. Lehto and M. J. Valtonen, *Astrophys. J.* **460**, 207 (1996).
6. T. Sbarrato, G. Ghisellini, L. Maraschi, and M. Colpi, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **421**, 1764 (2012).
7. L. Titarchuk and E. Seifina, *Astron. and Astrophys.* **602**, id. A113 (2017).
8. P. Kushwaha, A. C. Gupta, P. J. Wiita, H. Gaur, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **473**, 1145 (2018).
9. P. Kushwaha, *Galaxies* **8**, 15 (2020).
10. M. Valtonen and P. Pihajoki, *Astron. and Astrophys.* **557**, id. A28 (2013).
11. M. Cohen, *Galaxies* **5**, 12 (2017).
12. I. Agudo, A. P. Marscher, S. G. Jorstad, J. L. Gomez, M. Perucho, B. G. Piner, M. Rioja, and R. Dodson, *Astrophys. J.* **747**, id. 63 (2012).
13. M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev, *Universe* **6**, 191 (2020).
14. S. Britzen, C. Fendt, G. Witzel, S. J. Qian, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **478**, 3199 (2018).
15. Y. Y. Kovalev, K. I. Kellermann, M. L. Lister, D. C. Ho- man, et al., *Astrophys. J.* **130**, 2473 (2005).
16. A. B. Pushkarev, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. P. Lobanov, T. Savolainen, and J. A. Zensus, *Astron. and Astrophys.* **545**, id. A113 (2012).
17. P. E. Hardee, *Astrophys. J.* **257**, 509 (1982).
18. S. Appl, H. Sol, and L. Vicente, *Astron. and Astrophys.* **310**, 419 (1996).
19. E. S. Perlman and J. T. Stocke, *Astron. J.* **108**, 56 (1994).
20. A. P. Marscher and S. G. Jorstad, *Astrophys. J.* **729**, id. 26 (2011).

21. *B. Yanny, B. T. Jannuzi, and C. Impey*, *Astrophys. J.* **484**, L113 (1997).
22. *F. Tavecchio, L. Maraschi, R. M. Sambruna, and C. M. Urry*, *Astrophys. J.* **544**, L23 (2000).
23. *A. Celotti, G. Ghisellini, and M. Chiaberge*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **321**, L1 (2001).
24. *D. E. Harris and H. Krawczynski*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **44**, 463 (2006).
25. *E. T. Meyer, A. R. Iyer, K. Reddy, M. Georganopoulos, P. Breiding, and M. Keenan*, *Astrophys. J. Letters* **883**, id. L2 (2019).
26. *E. T. Meyer and M. Georganopoulos*, *Astrophys. J. Letters* **780**, id. L27 (2014).
27. *E. T. Meyer, M. Georganopoulos, W. B. Sparks, L. Godfrey, J. E. J. Lovell, and E. Perlman*, *Astrophys. J.* **805**, id. 154 (2015).
28. *M. S. Mikhailova, E. Y. Bannikova, and V. M. Kontorovich*, *Astron. Rep.* **54**, 481 (2010).
29. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, *Astrophys. J.* **883**, id. 131 (2019).
30. *M. S. Butuzova, A. B. Pushkarev, E. S. Shablovinskaya, and S. V. Nazarov*, *Astron. Rep.* **64**, 894 (2020).
31. *J. M. Dickey and F. J. Lockman*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **28**, 215 (1990).
32. *M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, et al.*, *Astrophys. J.* **874**, id. 43 (2019).
33. *J. E. Conway and D. W. Murphy*, *Astrophys. J.* **411**, 89 (1993).
34. *E. Komatsu, J. Dunkley, M. R. Nolta, C. L. Bennett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 330 (2009).
35. *D. C. Homan, M. L. Lister, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, T. Savolainen, K. I. Kellermann, J. L. Richards, and E. Ros*, *Astrophys. J.* **798**, id. 134 (2015).
36. *A. G. Pacholczyk*, *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources* (San Francisco: Freeman, 1970).
37. *V. I. Slish*, *Nature* **199**, 682 (1963).
38. *A. P. Lobanov*, *Astron. and Astrophys.* **330**, 79 (1998).
39. *M. S. Butuzova*, *Astron. Rep.* **62**, 116 (2018).
40. *M. I. Ryabov, A. L. Sukharev, and H. I. Donskykh*, *Radio Physics and Radio Astronomy* **21**, 161 (2016).
41. *A. L. Sukharev, M. I. Ryabov, and V. V. Bezrukovs*, *Radio Physics and Radio Astronomy* **24**, 254 (2019).
42. *M. L. Saade, D. Stern, M. Brightman, Z. Haiman, et al.*, *Astrophys. J.* **900**, id. 148 (2020).