

Определение параметров килопарсековых джетов на больших красных смещениях по их радио- и рентгеновскому излучению

М. С. Бутузова

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: aniramtiger@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 5 июля 2011 г.

Для джетов квазаров 1745+624 и PKS 1127-14 рентгеновское излучение ближних к центральному источнику узлов образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения квазара, а в дальних узлах действует обратный комптон-эффект на реликтовом фоне. Конкуренция этих механизмов позволила оценить углы между направлениями джетов и лучом зрения. Показано, что отношение плотностей потоков рентгеновского и радиоизлучения дальних узлов джетов согласуется с теоретической зависимостью от красного смещения.

Ключевые слова: килопарсековый джет, радио- и рентгеновское излучение, угол джета с лучом зрения, обратное комптоновское рассеяние, квазар 1745+624, квазар PKS 1127-14

1. Введение

С запуском космической рентгеновской обсерватории “Чандра” (Chandra) значительно увеличилось число джетов, обнаруженных в рентгеновском диапазоне [1-4], по сравнению с известными данными, полученными ранее с помощью космических аппаратов ROSAT и Einstein. Высокое угловое разрешение “Чандры”, сравнимое с разрешением в сантиметровом радио- (например, интерферометры VLA (Very Large Array) и MERLIN (Multi-Element Radio Linked Interferometer Network)) и оптическом (космический телескоп “Хаббл” (Hubble Space Telescope)) диапазонах, позволило сопоставлять результаты наблюдений джетов, выполненных с помощью этих инструментов. Во всех спектральных диапазонах в джетах наблюдаются области повышенной поверхностной яркости – узлы, соответствующие местам ускорения электронов на ударных волнах сжатия [5]. Сравнение радио- и рентгеновских наблюдений джетов позволяет непосредственно из наблюдательных данных определить параметры узлов с учетом того, что релятивистс-

кие электроны с одинаковой энергией излучают в указанных диапазонах синхротронным механизмом и за счет обратного комптоновского рассеяния соответственно.

Анализ первых наблюдений “Чандры”, выполненных для объекта PKS 0637-752, показал, что наиболее вероятным механизмом образования рентгеновского излучения его килопарсекового джета является обратное комптоновское рассеяние релятивистских электронов на реликтовом излучении (ОКР/ПИ) [6]. При этом оказалось, что отсутствует равномерное распределение энергии между частицами и магнитным полем. В работах [7, 8] для сохранения предположения о равномерном распределении вводились ультрарелятивистское движение джета на килопарсековых масштабах с лоренц-фактором Γ_{bulk} и малый угол θ между осью джета и лучом зрения. Тогда плотность энергии реликтового излучения в системе отсчета джета увеличивалась на множитель $\delta = [\Gamma_{bulk}(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$, где β – скорость джета в единицах скорости света. В обзоре [9] указывается на преимущества, получаемые в дан-

ных предположениях, и возникающие при этом трудности. В частности, в рамках этого представления возрастание интенсивности радиоизлучения и уменьшение интенсивности рентгеновского излучения с удалением от родительского объекта, характерные для джетов радиогалактик FR II и мощных квазаров, объясняются замедлением джета [10].

Альтернативная интерпретация рентгеновского излучения килопарсекового джета 3C 273 была предложена в работе [11]. Для ближних по отношению к квазару узлов джета, имеющего субрелятивистскую скорость, рентгеновское излучение образуется за счет ОКР излучения центрального источника [12], а в дальних узлах происходит ОКР/РИ. При этом уменьшение интенсивности рентгеновского излучения вдоль оси джета естественно объясняется квадратичным спадом плотности энергии излучения квазара вплоть до некоторого расстояния, на котором уже преобладает плотность энергии реликтового фона. Вследствие ОКР/РИ поток рентгеновского излучения от дальних узлов джета имеет малое и примерно постоянное, не убывающее с расстоянием от центрального источника, значение. Условие равномерного распределения энергии для джета 3C 273 не выполняется, возможно, за исключением завершающей части джета, не зафиксированной в рентгеновском диапазоне [13, 14]. Аналогичное резкое уменьшение рентгеновского излучения до ненаблюдаемого значения, тогда как радиоизлучение фиксируется еще на протяжении десятков килопарсек, присутствует в ряде джетов мощных квазаров (Core Dominant Quasar) [1].

Как отмечается Шварцем в работе [15], если в джетах происходит ОКР/РИ, то радио- и рентгеновские наблюдения космических струй можно пытаться использовать в космологических задачах, предполагая одинаковые физические свойства джетов на разных красных смещениях [15]. Например, представляет интерес независимое определение красного смещения z либо температуры реликтового излучения на заданном z . Подобное возможно в силу следующего обстоятельства.

Плотность потока излучения для любого объекта испытывает космологическое уменьшение с фактором $(1+z)^{-4}$. Но в случае ОКР/РИ оно компенсируется возрастанием плотности энергии реликтового фона $W_{CMB} \propto (1+z)^4$.

Поэтому, если физические параметры джета не меняются, при ОКР/РИ поток в рентгеновском диапазоне остается постоянным на любом z [15], тогда как в радиодиапазоне уменьшается [16]. Следовательно, должна существовать зависимость отношения плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения от красного смещения, поиски которой были предприняты в работах [17, 18]. Рассматривались два параметра: напряженность магнитного поля H и доплер-фактор δ , определяемые в [17, 18] по радио- и рентгеновскому излучению с использованием условия равнораспределения. Выяснилось, что не только джеты в целом имеют разные значения H и δ , но эти параметры различаются в разных узлах внутри одного джета, поэтому выявить зависимость от красного смещения довольно затруднительно [17, 18].

В настоящей статье рассматриваются джеты 1745+624 (4C +62.29) [2] и PKS 1127-14 [3, 19], имеющие подобное джету 3C 273 [13] распределение интенсивности в радио- и рентгеновском диапазонах. Изображения джетов в указанных диапазонах с высоким угловым разрешением доступно на интернет-странице [20]. В разделе 2 по аналогии с работой [21] (в которой определялся наклон джета 3C 273), исходя из механизмов образования рентгеновского излучения, определяются углы между направлениями джетов и лучом зрения. В разделе 3 показано, что отношение плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения дальних узлов джетов квазаров 1745+624 и PKS 1127-14, в которых происходит ОКР/РИ, согласуется с теоретической зависимостью от красного смещения.

2. Определение угла между осью джета и лучом зрения

Так как протяженные объекты наблюдаются в проекции на картинную плоскость, то определение угла между направлением килопарсекового джета и лучом зрения θ является нетривиальной задачей. Авторы работы [22], руководствуясь магнитогидродинамической моделью, для джета 3C 273 получили значения $\theta = 30^\circ \div 35^\circ$. Требование выполнения условия равнораспределения энергии при образовании рентгеновского излучения за счет

ОКР/РИ приводит к значениям в пределах $\theta = 4^\circ \div 11^\circ$ [9]. Например, для 3С 273 было получено $\theta \approx 16^\circ$ при $\delta \approx 5$ [14]. В работе [21] было найдено $\theta = 29^\circ \div 33^\circ$, что хорошо согласуется с результатами [22].

Согласно [21] основная идея определения угла θ заключается в использовании неравенств, описывающих соотношения плотностей энергий рассеиваемых фотонов и связанных с конкуренцией механизмов рассеяния. Обозначим через n самый дальний узел джета, рентгеновское излучение которого образуется за счет ОКР на излучении квазара, а через d – ближайший узел, в котором происходит ОКР/РИ. В узле n плотность энергии излучения квазара W_{ES} должна преобладать над плотностью энергии реликтового фона W_{CMB} . С другой стороны, в узле d должно выполняться противоположное условие: $W_{CMB} > W_{ES}$. Так как плотность энергии излучения центрального источника обратно пропорциональна квадрату расстояния от него, то можно определить интервал возможных значений угла θ . Используем выражение:

$$W_{ES} = \frac{L}{4\pi c R^2} \sin^2 \theta, \quad (1)$$

и выразим расстояние от центрального источника до определенного узла джета в проекции на картинную плоскость R через непосредственно измеряемые величины: $R = R'' \kappa D_A$, где R'' – наблюдаемое угловое расстояние от квазара до узла, κ – коэффициент перевода секунд дуги в радианы, $D_A = D_L / (1+z)^2$ – расстояние, определяемое по угловому размеру [23]. Выразим также болометрическую светимость квазара L через фотометрическое расстояние D_L и интегральную плотность потока Σ : $L = 4\pi D_L^2 \Sigma$. Сравнивая W_{ES} с $W_{CMB} = W_0 (1+z)^4$, (где $W_0 = 4.2 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³ – локальная плотность энергии реликтового излучения) получим ограничения для угла θ :

$$W_0 \frac{c \kappa^2 (R_n'')^2}{\Sigma} < \sin^2 \theta < W_0 \frac{c \kappa^2 (R_d'')^2}{\Sigma}, \quad (2)$$

где индексами n и d обозначены соответствующие узлы.

В выражение (2) входят только известные константы и наблюдаемые величины. Поэтому на интервал возможных значений угла между осью джета и лучом зрения не влияют космологические параметры, например локальное значение постоянной Хаббла H_0 , которое входит в выражение (1) в виде зависимости $R = R(H_0)$.

Выясним, до каких значений красного смещения применим подобный способ определения угла между направлением килопарсекового джета и лучом зрения. В соответствии с (1) и (2) для того, чтобы рентгеновское излучение узла образовывалось за счет ОКР на излучении центрального источника, должно выполняться условие

$$L > 4\pi c (\kappa R'')^2 W_0 D_L^2 / \sin^2 \theta.$$

Допустим, что джет расположен в картинной плоскости ($\theta = 90^\circ$) и первый узел находится на расстоянии предельном для разрешающей способности обсерватории “Чандра”, соответствующем угловому расстоянию от ядра квазара $R'' = 2''$. Выразим фотометрическое расстояние через красное смещение [23]:

$$D_L = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_1^{1+z} (x^3 \Omega_m + x^2 \Omega_k + \Omega_\Lambda)^{-1/2} dx,$$

где $H_0 = 71$ км/(с · Мпк); $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_k = 0$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ – безразмерные космологические параметры. Получаем, что, например при $L = 3 \cdot 10^{47}$ эрг/с, процесс ОКР на излучении центрального источника в первом узле возможен до значения $z \approx 5$. Но если $\theta \approx 25^\circ$ (физическое расстояние от узла до квазара такое же, как при $\theta = 90^\circ$ и $R = 5''$), то рентгеновское излучение первого узла образуется за счет ОКР на излучении центрального источника только в джетах, красное смещение которых меньше $z \approx 2.3$ (см. рис. 1).

2.1. Джет квазара 1745+624

В джете квазара 1745+624 ($z = 3.89$, $1''$ соответствует 6.97 кпк) в рентгеновском диапазоне Чеунг и др. [2] выделяют три узла, ин-

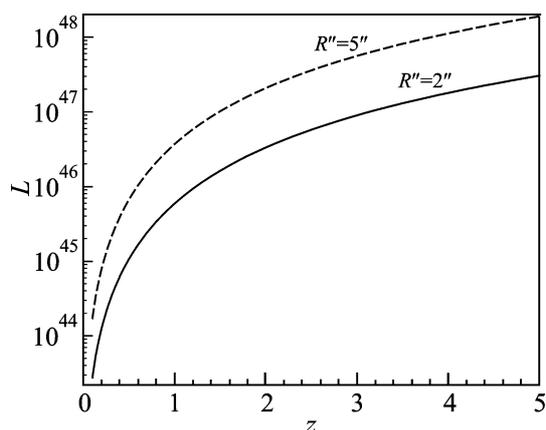


Рис. 1. Болومترическая светимость для ОКР на излучении центрального источника в зависимости от красного смещения. В областях, лежащих выше каждой кривой, плотность энергии излучения центрального источника больше плотности энергии реликтового фона (полагаем джет расположенным в картинной плоскости). Сплошная линия соответствует расстоянию узла джета от ядра 2'', пунктирная – 5''

тенсивность которых уменьшается с удалением от центрального источника, тогда как радиояркость возрастает. При ОКР/РИ спектральные индексы радио- и рентгеновского излучения должны совпадать (см. ниже раздел 3), что и наблюдается в последнем узле К2.5 (табл. 1). Полагаем, что в этом узле происходит рассеяние реликтового фона, а во всех остальных узлах действует ОКР на излучении центрального источника.

Известно, что при ОКР интенсивность рентгеновского излучения пропорциональна концентрации электронов N и плотности энергии рассеиваемых фотонов $F \propto NW$ [24]. Для узлов

К1.4 и К1.8 при наблюдаемых потоках рентгеновского излучения $F_{1.4}$ и $F_{1.8}$ (табл. 1 [2]) получим отношение

$$\frac{N_{1.4}}{N_{1.8}} = \frac{F_{1.4} W_{1.8}}{F_{1.8} W_{1.4}} = \frac{F_{1.4}}{F_{1.8}} \left(\frac{R_{1.4}}{R_{1.8}} \right)^2 \approx 0.9, \quad (3)$$

где $W_{1.4}$ и $W_{1.8}$ – плотность энергии излучения квазара в узлах К1.4 и К1.8 соответственно.

Из (3) следует, что концентрацию излучающих электронов можно считать одинаковой во всех узлах. Тогда увеличение интенсивности излучения узла К2.5 в радиодиапазоне должно быть связано с возрастанием в нем напряженности магнитного поля. Из отношения $N_{1.4}/N_{2.5}$, аналогичного (3) и с учетом того, что излучение узла К2.5 связано с ОКР/РИ, найдем плотность энергии излучения квазара на узле К1.4:

$$W_{1.4} = \frac{F_{1.4}}{F_{2.5}} W_0 (1+z)^4 \approx 4.5 \cdot 10^{-10} \text{ эрг/см}^3. \quad (4)$$

Тогда из (1) следует, что болومترическая светимость квазара

$$L \approx 4\pi c R_{1.4}^2 W_{1.4} / \sin^2 \theta \approx 1.5 \cdot 10^{47} / \sin^2 \theta. \quad (5)$$

Оценка (5) согласуется с другой независимой оценкой $L = 8.2 \cdot 10^{47}$ эрг/с [2], которую авторы получили, используя оптические наблюдения квазара в предположении, что $L = 10L_{5500}$ (L_{5500} – светимость на длине волны

Таблица 1. Наблюдательные данные для джета 1745+624. Указаны плотности потоков излучения F_R на частоте 5 ГГц и F_X на частоте $2.41 \cdot 10^{17}$ Гц (соответствует энергии фотона 1 кэВ); α_R , α_X – спектральные индексы в радио- (между 1.5 и 14.9 ГГц) и рентгеновском диапазонах [2]

Узел	Расстояние от квазара R	F_R , мЯн	F_X , нЯн	α_R	α_X
К1.4	1.4''	6.8 ± 1.0	4.7 ± 0.5	0.96 ± 0.03	–
К1.8	1.8''	9.3 ± 1.4	3.1 ± 0.4	1.15 ± 0.2	–
К2.5	2.5''	32.3 ± 3.2	2.5 ± 0.6	1.28 ± 0.1	1.1 ± 0.6

5500 Å). Зная светимость [2], из сравнения плотностей энергий излучения квазара (1) и реликтового фона в узлах К1.8 и К2.5 найдем интервал возможных значений угла между осью джета $1745+624$ и лучом зрения, а именно $\theta = 24^\circ \div 34^\circ$.

2.2. Джет квазара PKS 1127-14

Интенсивность рентгеновского излучения джета PKS 1127-14 ($z=1.184$, $1''$ соответствует 8.11 кпк) уменьшается с удалением от квазара, а в пределах последнего узла С имеет постоянное значение. В радиодиапазоне яркость узлов В и С резко возрастает по отношению к яркости узла А (табл. 2), а ее распределение в пределах узла С имеет хорошо очерченный максимум [19]. Поэтому считаем, что в узле С за рентгеновское излучение отвечает ОКР/РИ, тогда как для остальных узлов – ОКР на излучении центрального источника.

Определим отношение концентраций излучающих электронов в узлах А и В:

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{F_A W_B}{F_B W_A} = \frac{F_A}{F_B} \left(\frac{R_A}{R_B} \right)^2 \approx 0.9 \quad (6)$$

При получении численного значения (6) и далее были использованы соответствующие значения плотности потока фотонов с энергией в диапазоне $2 \div 10$ кэВ (F_{2-10} , см. табл. 2), но если подставлять в (6) плотность потока фотонов с энергией 1 кэВ (F_X), то $N_A/N_B \approx 1.8$.

Применяя рассуждения, аналогичные приведенным в п. 2.1. (формулы (4) и (5)), и предполагая равенство концентраций излучающих электронов в узлах В и С, найдем плотность

энергии излучения квазара в узле В: $W_{ES}^B \approx 4.6 \cdot 10^{-11}$ эрг/см³. Переходя к светимости, получим $L \approx 3.8 \cdot 10^{48} / \sin^2 \theta$, что на порядок превышает оценку $L = 8 \cdot 10^{46}$ эрг/с, упомянутую в работе [19]. Различие может быть объяснено тем, что концентрация излучающих электронов в узле С существенно меньше их концентрации в узле В. Значения концентрации электронов и напряженности магнитного поля в узле С при этом оказываются ближе к условию равномерного распределения. С другой стороны, возможно, что излучение квазара анизотропно: плотность потока излучения в направлении джета больше, чем в направлении Земли.

3. Отношение плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения

Для определения зависимости отношения плотностей потоков рентгеновского и радиоизлучения узлов джетов F_X/F_R от красного смещения используем известное выражение для потерь энергии электрона на излучение [24]

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right) = \frac{4}{3} c \sigma_T W \Gamma^2, \quad (7)$$

где σ_T – томсоновское сечение рассеяния; Γ – лоренц-фактор электрона; $W = W_H = H^2/8\pi$ – плотность энергии магнитного поля в случае синхротронного механизма, H – напряженность магнитного поля. При обратном комптон-эффекте $W = W_{CMB}$. Если физические свойства джета не зависят от красного смещения, то согласно (7) отношение $F_X/F_R \propto (1+z)^4$ [15].

Таблица 2. Наблюдательные данные для джета PKS 1127-14. Указаны плотности потоков F_R на частоте 5 ГГц, F_X на частоте $2.41 \cdot 10^{17}$ Гц и F_{2-10} в диапазоне частот, соответствующих энергии фотонов $2 \div 10$ кэВ; α_R , α_X – спектральные индексы в радио- (между 1.5 и 8.5 ГГц) и рентгеновском диапазонах [3]

Узел	Расстояние от квазара R	F_R , мЯн	F_X , нЯн	F_{2-10} , 10^{-15} эрг/(с·см ²)	α_R	α_X
А	11.2''	1.2 ± 0.2	0.44 ± 0.05	6.8 ± 0.7	1.32 ± 0.17	0.66 ± 0.15
В	18.6''	14.4 ± 1.4	0.09 ± 0.01	2.6 ± 0.3	0.91 ± 0.07	1.0 ± 0.2
С	28.5''	16.7 ± 1.7	0.05 ± 0.02	0.54 ± 0.2	0.85 ± 0.08	1.2 ± 0.5

Плотность потока принимаемого излучения от узла выразим в виде

$$F(\omega) = \int dl_z \int \left(-\frac{dE}{dt} \right) N(E) d\Omega dE, \quad (8)$$

где l_z – размер узла вдоль луча зрения; $N(E) = KE^{-\gamma}$ – функция распределения электронов, K – нормировочная константа; $\Delta\Omega$ – телесный угол, под которым виден узел. Используя (7), (8) и однозначную связь между частотой излучаемого фотона и энергией электрона

$$\omega = \tilde{\omega}\Gamma^2, \quad (9)$$

где $\tilde{\omega} = 0.29 \cdot 3eH/(2mc)$ в случае синхротронного механизма (e, m – заряд и масса электрона) и $\tilde{\omega} = 4(1+z)\omega_0/3$ – в случае обратного комптон-эффекта ($\omega_0 \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ – частота максимума реликтового излучения при $z = 0$), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{F_X(\omega_X)}{F_R(\omega_R)} &= \\ &= (1+z)^{3+\alpha} 8\pi W_0 H^{-1-\alpha} \left(\frac{8\omega_0 mc}{0.29 \cdot 9e} \right)^{\alpha-1} \left(\frac{\omega_X}{\omega_R} \right)^{-\alpha}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\alpha = (\gamma-1)/2$ – спектральный индекс излучения. При использовании (10) достаточно полагать, что излучающие электроны принадлежат одному и тому же электронному распределению, которое аппроксимировалось степенным законом с индексом $\gamma = 2\alpha + 1$. Аналогичное (10) выражение используется в [18] для определения параметров джетов.

Авторами работы [15] приводится дополнительный аргумент для ввода доплер-фактора джета, связанный с тем, что значение магнитного поля в системе отсчета джета в δ раз меньше значения, определяемого из условия равномерного распределения [25]. А для того чтобы рентгеновское излучение образовывалось

за счет ОКР/РИ, плотность энергии реликтового излучения должна быть больше плотности энергии магнитного поля, $W_{CMB} > W_H$. В противном случае будет действовать синхротронный механизм, что противоречит наблюдаемому распределению энергии в спектре [15]. Но такое представление не вполне корректно. Действительно, из (9) следует, что электроны, излучающие синхротронным механизмом в рентгеновском диапазоне, имеют лоренц-фактор на несколько порядков больший, чем лоренц-фактор электронов, излучающих в рентгеновском диапазоне за счет ОКР/РИ. Например, за рентгеновское излучение на частоте $\omega_X = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}$ при ОКР/РИ ответственны электроны с энергией $\Gamma_{IC} \approx 10^3$. Заметим, что в этом случае нет зависимости энергии излучающих электронов от красного смещения, потому что увеличение частоты максимума реликтового излучения точно компенсируется уменьшением частоты в системе отсчета наблюдателя [15]. Для синхротронного излучения необходимо присутствие электронов с энергией $\Gamma_{Syn} \approx 2 \cdot 10^8 \sqrt{1+z}$ при $H = 5 \text{ мкГс}$. Получим

$$\frac{\Gamma_{Syn}}{\Gamma_{IC}} = 2 \cdot 10^5 \sqrt{1+z}. \quad (11)$$

Поэтому из выражений (7), (8) и (11) следует, что обратный комптон-эффект на реликтовом фоне остается наиболее вероятным механизмом образования рентгеновского излучения, даже если $W_H > W_{CMB}$.

3.1. Определение напряженности магнитного поля

Из выражения (10) возможно оценить среднюю по узлу напряженность магнитного поля, используя только данные радио- и рентгеновских наблюдений (см. табл. 1, 2), не вводя никаких дополнительных предположений.

Для узла К2.5 джета 1745+624 расчеты дают $H = 85 \text{ мкГс}$ (при $\alpha = 1.3$). Спектральные индексы узла С джета PKS 1127-14 в радио- и рентгеновском диапазоне несколько отличаются, что вероятно вызвано большой погрешностью при определении рентгеновского спектра. Напряженность магнитного поля

для этого узла составляет $H \approx 30$ мкГс при спектральном индексе $\alpha \approx 0.9$ и $H \approx 79$ мкГс при $\alpha = 1.3$.

3.2. Наблюдаемое отношение F_X/F_R

Отношение плотностей потоков рентгеновского и радиоизлучения, как видно из выражения (10), увеличивается при росте спектрального индекса и уменьшении напряженности магнитного поля. Это проиллюстрировано на рис. 2, при построении которого использовались значения $\alpha = 0.8$, $H = 1.5$ мкГс [21] и $\alpha = 1.3$, $H = 85$ мкГс, согласующиеся с наблюдаемым отношением плотностей потоков для узла С1 джета 3С 273 и узла К2.5 джета 1745+624 соответственно. На рис. 2 отмечены также положения узла С джета PKS 1127-14 и узла С джета PKS 1510-089 (наблюдательные данные взяты из работ [1-3, 26, 27], см. табл. 3). В джете PKS 1510-089 выделяют четыре узла в радиодиапазоне, которые, за исключением одного, наблюдаются и на рентгеновских частотах [1]. На рис. 2 приведено отношение плотностей потоков для узла С джета PKS 1510-089 в рентгеновском диапазоне, хотя из-за недостатка данных нельзя утверждать, что рентгеновское излучение этого узла образуется вследствие ОКР/ПИ.

То, что на рис. 2 узлы С джета PKS 1127-14 и К2.5 джета 1745+624 находятся примерно на одной кривой, дополнительно подтверждает, что рентгеновское излучение указанных узлов образуется за счет обратного комптон-эффекта на реликтовом фоне. Для модели ОКР/ПИ в предположении ультрарелятивистских джетов имеется значительный разброс параметров: для узла К2.5 джета 1745+624 напряженность магнитного поля при условии равномерного

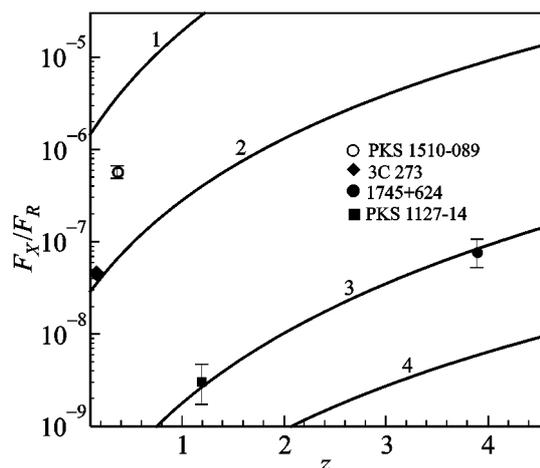


Рис. 2. Отношение плотностей потоков рентгеновского ($\nu_X = 2.41 \cdot 10^{17}$ Гц) и радиоизлучения ($\nu_R \approx 5$ ГГц) при разных значениях α и H , которые выбирались согласно наблюдаемому отношению потоков для джетов 3С 273 ($z = 0.158$) и 1745+624 ($z = 3.89$): кривая 1 – $H = 1.5$ мкГс, $\alpha = 1.3$; кривая 2 – $H = 1.5$ мкГс, $\alpha = 0.8$; кривая 3 – $H = 85$ мкГс, $\alpha = 1.3$; кривая 4 – $H = 85$ мкГс, $\alpha = 0.8$

$H_{eq} \approx 209$ мкГс и $\delta \approx 5$ [2], для узла С джета PKS 1127-14 значение $H_{eq} \approx 2.8$ мкГс при $\Gamma_{bulk} \approx 2.2$ [3].

5. Выводы

Наблюдаемое распределение интенсивности рентгеновского излучения вдоль джетов квазаров 1745+624 и PKS 1127-14 естественно интерпретируется ОКР на излучении центрального источника (для ближних к нему узлов) и ОКР/ПИ (для дальних узлов). Из неравенств,

Таблица 3. Наблюдательные данные для узлов джетов (на частотах $\nu_X = 2.41 \cdot 10^{17}$ Гц и $\nu_R \approx 5$ ГГц), используемые при построении графика на рис. 2. Спектральные индексы радио- и рентгеновского излучения примерно соответствуют друг другу

Объект	Узел	z	F_R , мЯн	F_X , нЯн	α	Статья
3С 273	С2	0.158	132.9	6.25	0.8	[26, 27]
PKS 1510-089	С	0.361	11	6.3 ± 0.9	0.5	[1]
PKS 1127-14	С	1.18	16.7 ± 1.7	0.05 ± 0.02	0.9	[14]
1745+624	К2.5	3.889	32.3 ± 3.2	2.5 ± 0.6	1.3	[2]

описывающих соотношения плотностей энергий рассеиваемого излучения при этих двух механизмах, определен угол между осью джета 1745+624 и лучом зрения. Показано, что этот способ применим в широком интервале значений красных смещений и получаемый результат не зависит от значений космологических постоянных. При выявлении теоретической зависимости отношения плотностей потоков излучения в рентгеновском и радио-диапазоне от красного смещения в наблюдательных данных необходимо принимать во внимание возможность ОКР на излучении центрального источника в ближних узлах. Показано, что данные для узла K2.5 джета 1745+624 и узла С джета PKS 1127-14 удовлетворяют ожидаемой зависимости отношения плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения от красного смещения при отсутствии ультрарелятивистского движения джетов как целого.

Литература

1. Sambruna R. M., Gambill J. K., Maraschi L., Tavecchio F., Cerutti R., Cheung C. C., Urry C. M., and Chartas G. A Survey of Extended Radio Jets with Chandra and the Hubble Space Telescope // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 608, No. 2. – P. 698-720.
2. Cheung C. C., Stawarz L., and Siemiginowska A. Confronting X-Ray Emission Models with the Highest Redshift Kiloparsec-Scale Jets: The $z = 3.89$ Jet in Quasar 1745+624 // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 650, No. 2. – P. 679-692.
3. Siemiginowska A., Bechtold J., Aldcroft T. L., Elvis M., Harris D. E., and Dobrzycki A. Chandra Discovery of a 300 Kiloparsec X-Ray Jet in the Gigahertz-Peaked Spectrum Quasar PKS 1127-145 // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 570, No. 2. – P. 543-556.
4. Marshall H. L., Schwartz D. A., Lovell J. E. J., Murphy D. W., Worrall D. M., Birkinshaw M., Gelbord J. M., Perlman E. S., and Jauncey D. L. A Chandra Survey of Quasar Jets: First Results // *Astrophys. J. Supp.* – 2005. – Vol. 156, No. 1. – P. 13-33.
5. Физика внегалактических источников радиоизлучения / Под. ред. Р. Д. Дагкесаманского. – М.: Мир, 1987. – 365 с.
6. Schwartz D. A., Marshall H. L., Lovell J. E. J., Piner B. G., Tingay S. J., Birkinshaw M., Chartas G., Elvis M., Feigelson E. D., Ghosh K. K., Harris D. E., Hirabayashi H., Hooper E. J., Jauncey D. L., Lanzetta K. M., Mathur S., Preston R. A., Tucker W. H., Virani S., Wilkers B., and Worrall D. M. Chandra Discovery of a 100 kiloparsec X-Ray Jet in PKS 0637-752 // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 540, No. 2. – P. 69-72.
7. Tavecchio F., Maraschi L., Sambruna R. M., and Urry C. M. The X-Ray Jet of PKS 0637-752: Inverse Compton Radiation from the Cosmic Microwave Background? // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 544, No. 1. – P. L23-L26.
8. Celotti A., Ghisellini G., and Chiaberge M. Large-Scale Jets in Active Galactic Nuclei: Multiwavelength Mapping // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 321, No. 1. – P. L1-L5.
9. Harris D. E. and Krawczynski H. X-Ray Emission from Extragalactic Jets // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 2006. – Vol. 44, No. 1. – P. 463-506.
10. Georganopoulos M. and Kazanas D. Witnessing the Gradual Slowdown of Powerful Extragalactic Jets: The X-Ray-Optical-Radio Connection // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 604, No. 2. – P. L81-L84.
11. Банникова Е. Ю., Конторович В. М. Определение параметров космических струй по их тонкой структуре в радио- и рентгеновском диапазонах // *Космічна наука і технологія.* – 2003. – Т.9, №5/6. – С. 153-157.
12. Михайлова М. С., Конторович В. М. Обратное комптоновское рассеяние в ближнем узле джета квазара 3C 273 // *Вопросы атомной науки и техники.* – 2010. – №.4. – С. 149-154.
13. Marshall H., Harris D. E., Grimes J. P., Drake J. J., Fruscione A., Juda M., Kraft R. P., Mathur S., Murray S. S., Ogle P. M., Pease D. O., Schwartz D. A., Siemiginowska A. L., Vrtilik S. D., and Wargelin B. J. Structure of the X-Ray Emission from the Jet of 3C 273 // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 549, No. 2. – P. L167-L171.
14. Sambruna R. M., Urry C. M., Tavecchio F., Maraschi L., Scarpa R., Chartas G., and Muxlow T. Chandra Observations of the X-Ray Jet of 3C 273 // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 549, No. 2. – P. L161-L165.
15. Schwartz D. A. X-Ray Jets as Cosmic Beacons // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 569, No. 1. – P. L23-L26.
16. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. – М.: Наука, 1975. – 736 с.
17. Kataoka J. and Stawarz L. X-Ray Emission Properties of Large-Scale Jets, Hot Spots, and Lobes in Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 622, No. 2. – P. 797-810.
18. Cheung C. C. Radio Identification of the X-Ray Jet in the $z = 4.3$ Quasar GB 1508+5714 // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 600, No. 1. – P. L23-L26.
19. Siemiginowska A., Stawarz L., Cheung C. C., Harris D. E., Sikora M., Aldcroft T. L., and Bechtold J. The 300 kpc Long X-Ray Jet in PKS 1127-145, $z = 1.18$ Quasar: Constraining X-Ray Emission Models // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 657, No. 1. – P. 145-158.
20. Harris D. E. XJET: X-Ray Emission from Extragalactic Radio Jets, <<http://hea-www.harvard.edu/XJET/>>.

21. Михайлова М. С., Банникова Е. Ю., Конторович В. М. Определение наклона килопарсекового джета квазара 3C 273 по конкуренции механизмов рентгеновского излучения его узлов // *Астрон. ж.* – 2010. – Т. 87, №6. – С. 531-538.
22. Conway R. G. and Davis R. J. Synchrotron Radiation from the Jet of 3C 273. 3: The Speed and Direction of the Jet // *Astron. Astrophys.* – 1994. – Vol. 284, No. 3. – P. 724-730.
23. Hogg D. W. Distance measures in cosmology // eprint arXiv:astro-ph/9905116. – 1999. – P. 1-16.
24. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. – М.: Наука, 1981. – 504 с.
25. Harris D. E. and Krawczynski H. X-ray Emission Processes in Radio Jets // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 565, No. 1. – P. 244-255.
26. Uchiyama Ya., Urry C. M., Cheung C. C., Jester S., Van Duyne J., Coppi P., Sambruna R. M., Takahashi T., Tavecchio F., and Maraschi L. Shedding New Light on the 3C 273 Jet with the Spitzer Space Telescope // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 648, No. 2. – P. 910-921.
27. Jester S., Harris D. E., Marshall H. L., and Meisenheimer K. New Chandra Observations of the Jet in 3C 273. I. Softer X-Ray than Radio Spectra and the X-Ray Emission Mechanism // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 648, No. 2. – P. 900-909.

Визначення параметрів кілопарсекових джетів на великих червоних зсувах за їхнім радіо- та рентгенівським випромінюванням

М. С. Бутузова

Для джетів квазарів 1745+624 і PKS 1127-14 рентгенівське випромінювання ближчих до центрального джерела вузлів утворюється за рахунок зворотного комптонівського розсіювання випромінювання квазара, а у віддалених вузлах діє зворотний комптон-ефект на реліктовому фоні. Конкуренція цих механізмів дозволила оцінити кути між осями джетів і лінією зору. Показано, що відношення густин потоків рентгенівського та радіовипромінювання віддалених вузлів джетів узгоджується з теоретичною залежністю від червоного зсуву.

Determination of the Parameters of Kiloparsec Jets at Large Redshifts by their Radio and X-ray Emission

M. S. Butuzova

The 1547+624 and PKS 1127-14 quasar jets are considered. The X-ray emission of the near to the central source knots is produced by the inverse Compton scattering of quasar radiation. While the inverse Compton effect against the cosmic microwave background occurs at distant knots. The competition of these mechanisms has allowed us to estimate the angle between the jets and the line of sight. It is shown that the ratio of X-ray to radio flux densities of distant knots conforms to the theoretical dependence on the redshift.