

ИЗЛОМ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДЖЕТЕ КВАЗАРА 3С 273, ОПРЕДЕЛЯЕМЫЙ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЖЕТА В РАДИО-, ОПТИЧЕСКОМ И РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНАХ

М.С. Михайлова¹, Е.Ю. Банникова^{1,2}, В.М. Конторович^{1,2}

¹*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина;*

²*Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина*

E-mail: aniramtiger@rambler.ru; bannikova@astron.kharkov.ua; vkont@ri.kharkov.ua

Исходя из интерпретации рентгеновского излучения дальних от квазара узлов джета 3С 273 как обратного комптоновского рассеяния на реликтовом излучении и отсутствия вклада в рассеяние от синхротронного излучения этих узлов, приходим к выводу о существовании излома в энергетическом спектре электронов, ускоряемых в узлах ударными волнами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Космические струи (джеты) представляют собой выбросы с малым углом раскрытия, по которым переносятся масса, момент, энергия и магнитный поток из центра активного ядра галактики или квазара на периферию – в радиоизлучающие облака. Такие струи могут быть удалены от своих галактик на десятки килопарсек и иметь максимальные размеры вплоть до мегалпарсека [1].

Излучение джетов носит нетепловой характер и присутствует в широкой области частот от радио- до рентгеновского диапазонов. В большинстве случаев радио- и оптическое излучение джетов вызвано синхротронным механизмом [2], а излучение в рентгеновском диапазоне образуется за счет обратного комптоновского рассеяния [3]. Эти процессы предполагают наличие ультррелятивистских электронов, а это, в свою очередь, наличие механизмов ускорения в самих джетах. Наиболее вероятный механизм – это ускорение Ферми первого порядка на фронте ударной волны [4].

Причинами возникновения ударных волн в джете могут быть: неустойчивость Кельвина-Гельмгольца [5], ветровая неустойчивость [6], возникающая на границе между джетом и окружающей средой, огибание веществом джета плотного препятствия, столкновения компонент джета между собой, проникновение вещества джета в межгалактическую среду (головная ударная волна) и т.п. [7]. Наблюдательным подтверждением присутствия в джете ударных волн являются области джета с повышенной яркостью – узлы. По данным поляризационных наблюдений в узлах присутствует магнитное поле, направленное перпендикулярно направлению движения [1].

Джеты активных ядер галактик и квазаров наблюдаются с высоким разрешением (порядка 1") в радиодиапазоне интерферометрами *MERLIN* и *VLA*, в оптическом диапазоне – космическим телескопом *Hubble* и в рентгеновском – космической обсерваторией *Chandra*. Результаты рентгеновских наблюдений доступны на сайте [8].

Для джетов активных галактик и квазаров ни один из основных параметров, таких как скорость джета, число Маха или отношение плотности джета к плотности межгалактической среды не могут быть получены непосредственно. Нет даже согласия в вопросе о составе джетов. Определенно известно только то, что в них присутствуют ультррелятивистские электроны. Поэтому приходится полагаться только на косвенные данные и предлагаемые теоретические модели.

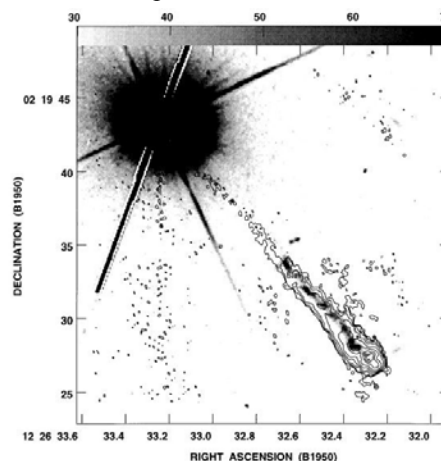


Рис. 1. Квазар 3С 273 с джетом. Комбинированное изображение в радио- и оптическом диапазонах [9].

На оптическом изображении квазара с большой экспозицией видны дифракционные выступы, которые использовались для точного определения оптического центра квазара

В данной работе на примере джета квазара 3С 273 (Рис. 1) обсуждается возможность качественного и количественного анализа энергетического спектра электронов, используя наблюдения с высоким угловым разрешением в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах [8].

2. ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ КИЛОПАРСЕКОВОГО ДЖЕТА 3С 273

С высоким угловым разрешением (порядка 1") джет наблюдался в радиодиапазоне интерферометром *Merlin* на частоте 1.647 ГГц [9, 10], в

оптическом диапазоне – широкоугольной планетарной камерой, установленной на космическом телескопе «Хаббл» [9], в рентгеновском – космической обсерваторией «Чандра» [11, 12] (Рис.2).

Джет имеет длину примерно 10" (для 3С 273 1" соответствует проекционное расстояние 2.7 кпк [8]), первый узел расположен на расстоянии 13" от квазара. В оптическом диапазоне четко прослеживается «цепочка» областей повышенной поверхностной яркости – узлов. В радио-, как и в оптическом, диапазонах яркость узлов увеличивается с удалением от квазара и достигает максимума в «голове» джета. Это связано с наличием «головной» ударной волны, вызванной набеганием вещества джета на межгалактическую среду.

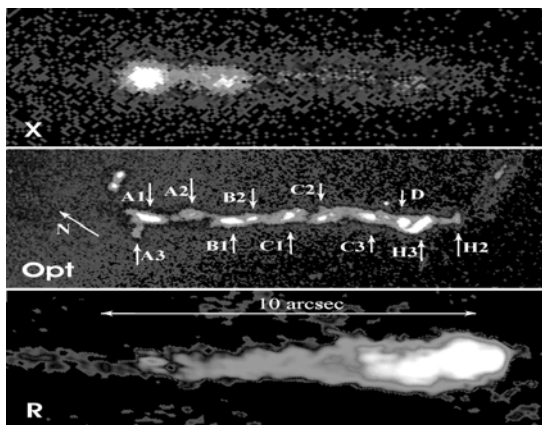


Рис.2. Изображение джета 3С 273 (сверху вниз) в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах [11]. Квазар находится слева за пределами рисунка

Обращает на себя внимание тот факт, что распределение рентгеновской интенсивности вдоль джета существенно отличается от распределения интенсивностей в радио- и оптическом диапазонах. Наибольшую рентгеновскую интенсивность имеют два ближайших к квазару узла, соответствующие оптическим узлам $A1$ и $B1$ (Рис.3), затем интенсивность уменьшается до малого, но еще определяемого уровня и имеет примерно постоянное значение («полочка»).

Из этого рисунка видно, что значения интенсивности в рентгеновском диапазоне на узлах $A1$ и $B1$ убывают с удалением от квазара, что может быть следствием обратного комптоновского рассеяния на излучении квазара, плотность энергии излучения которого уменьшается с расстоянием от источника. Для далеких узлов уменьшение интенсивности не наблюдается, а имеется «полочка» вплоть до завершающего узла $H3$, за которым интенсивность спадает до фонового уровня.

Основываясь на указанных различиях, в работе [13] было предположено, что рентгеновское излучение для двух ближайших к квазару узлов $A1$ и $B1$ формируется за счет обратного эффекта Комптона на квантах внешнего источника (квазара), а излучение остальных узлов связано с обратным комптоновским рассеянием электронов на фотонах реликтового фона. Из распределения оптической интенсивности, связанной с синхротронным

излучением, заметно (см. Рис.3), что узлы имеют примерно одинаковую яркость. Это позволяет допустить, что в этих узлах имеется одинаковое число релятивистских электронов при одном и том же значении магнитного поля. Исключение составляют первый и последний узлы. Для последнего узла большее значение интенсивности вероятно вызвано увеличением магнитного поля в головной ударной волне. При этом число электронов в узле не должно увеличиться, так как это отразилось бы на интенсивности рентгеновского излучения этого узла.

Для первого узла большую интенсивность можно связать с большим числом релятивистских электронов в узле. Квадратичному спаду рентгеновской интенсивности для узлов $A1$ и $B1$ при этом можно удовлетворить, если отношение концентраций электронов в этих узлах равно двум. Используя известное значение плотности энергии реликтового излучения $W_{CMB} = 7.5 \cdot 10^{-13}$, согласно данным Рис.3, находим плотность энергии излучения квазара на ближайшем узле $A1$: $W_{ES} = 8W_{CMB} \cdot 1/2$. Теперь можно оценить светимость квазара, используя расстояние от узла $A1$ до 3С 273. Полученная оценка светимости 3С 273 [13] по порядку величины совпала с наблюдаемой [14].

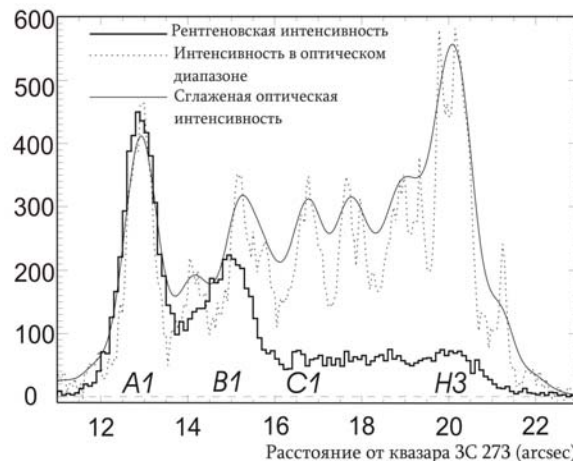


Рис.3. Распределение интенсивности в оптическом и рентгеновском диапазонах вдоль джета, рисунок любезно предоставлен Маршаллом [11]

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДАЛЬНИХ УЗЛАХ ДЖЕТА 3С 273

Энергия, теряемая электронами, переходит в излучение. Темп потерь при синхротронном процессе (Рис.4) и обратном Комптон-эффекте (Рис.5) описывается идентичными формулами [3] вида:

$$\left(-\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3} c \sigma_T \Gamma^2 W, \quad (1)$$

где σ_T – томсоновское сечение рассеяния; $W = W_H$ в случае синхротронного излучения (W_H – плотность энергии магнитного поля) или $W = W_r$ при излучении за счет обратного Комптон-эффекта

(W_r – плотность энергии рассеиваемого низкочастотного излучения).

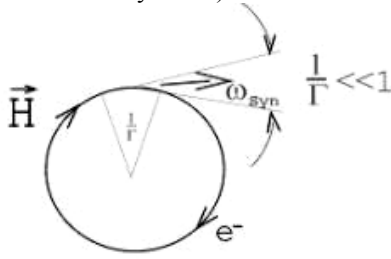


Рис.4. Схема синхротронного механизма излучения

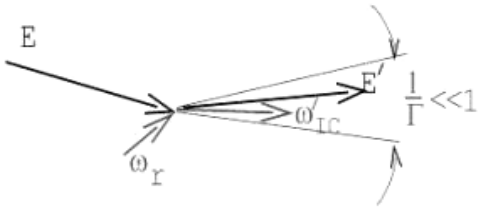


Рис.5. Схема обратного комптоновского рассеяния

Интенсивность излучения (физические пределы опущены, $\int dz$ – вдоль луча зрения) выражается следующим образом:

$$I = \int dx dy \int dz \int dE \left(-\frac{dE}{dt} \right) N(E, \mathbf{r}), \quad (2)$$

где $N(E, \mathbf{r})$ – функция распределения релятивистских электронов, $\int dx dy$ берется в пределах узла. В данной работе не учитывается зависимость распределения электронов от координат в пределах узла. Предполагается однозначная связь между энергией электрона и излучаемой им частотой.

В случае, когда в обратном Комптон-эффекте участвуют фотоны реликтового фона, частота которых сосредоточена около частоты максимума планковского распределения $\omega_{CMB} = 2.1 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, соответствующей красному смещению квазара 3С 273 $z=0.158$, характеристики рассеиваемого излучения известны. Учет релятивистской абберации при обратном Комптон-эффекте (см. рис.5) дает для частоты рассеянного излучения $\omega = \tilde{\omega} \Gamma^2$, где $\tilde{\omega} = 4/3 \omega_{CMB}$. В случае синхротронного механизма, когда имеется широкое распределение электронов по энергии, существенный вклад вносят частоты вблизи максимума синхротронного излучения. Это также позволяет использовать однозначную связь между энергией релятивистских электронов и частотой излучаемых ими фотонов: $\omega = \tilde{\omega} \Gamma^2$, где $\tilde{\omega} = (3eH)/(2mc)$.

Энергетический спектр электронов для космических источников синхротронного излучения традиционно описывается степенным законом в ограниченном интервале энергий:

$$N(E) = \mathcal{K} E^{-\gamma}, \quad (3)$$

при $E_{\min} < E < E_{\max}$, где \mathcal{K} — нормировочная постоянная. Степенное распределение по энергиям приводит к степенному спектру излучения $F(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ с индексом $\alpha = (\gamma - 1)/2$.

Коэффициент пропорциональности \mathcal{K} можно выразить через концентрацию релятивистских электронов в узле (учитывая, что показатель электронного спектра $\gamma > 1$):

$$\mathcal{N} = \mathcal{K} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{-\gamma} dE = \frac{\mathcal{K}}{1-\gamma} \left(\frac{1}{E_{\max}^{\gamma-1}} - \frac{1}{E_{\min}^{\gamma-1}} \right) \approx \frac{\mathcal{K}}{(\gamma-1)E_{\min}^{\gamma-1}}. \quad (4)$$

Используя выражения (2) и (4), получим плотность потока принимаемого радио- и оптического излучения:

$$F = \frac{dI}{d\omega} = \frac{2}{3} c \sigma_T W \cdot V \mathcal{N} \cdot (\gamma-1) \Gamma^{\gamma-1} \frac{1}{\tilde{\omega}} \left(\frac{\omega}{\tilde{\omega}} \right)^{-\alpha} \frac{1}{D^2}, \quad (5)$$

где W – соответствующая плотность энергии; V – объем узла; \mathcal{N} – концентрация излучающих электронов; $\Gamma_{\min} = \frac{E_{\min}}{mc^2}$ – минимальный гамма-фактор электронов; D – расстояние до 3С 273 (749 Мпк [8]).

Далее рассматриваем только удаленные от квазара узлы. Так как электроны практически одной и той же энергии излучают в радиодиапазоне синхротронным механизмом, а в рентгеновском диапазоне за счет обратного комптоновского рассеяния реликтового излучения, то, сравнивая наблюдаемые плотности потоков радио- и рентгеновского излучения, можно получить значение напряженности магнитного поля в узлах. Заметим, что в данной оценке не используется предположение о равномерном распределении энергии между частицами и магнитным полем. Из отношения

$$\frac{F_{IC}}{F_{Syn}} \approx \frac{W_{CMB}}{W_H} \frac{\omega_H}{\omega_{CMB}} \left(\frac{\omega_{IC}}{\omega_{CMB}} \right)^{-\alpha} \left(\frac{\omega_H}{\omega_{Syn}} \right)^{-\alpha} \quad (6)$$

при известных плотностях потока рентгеновского F_{IC} и синхротронного радиоизлучения F_{Syn} [15] и наблюдаемом спектральном индексе $\alpha \approx 0.8$ [9] находим среднее магнитное поле в узлах (табл. 1), которое оказалось $\sim 10^{-6} \text{ Гс}$. В завершающем узле магнитное поле выше и достигает 10^{-5} Гс .

Таблица 1. Магнитное поле в узлах джета, определенное по отношению радио- и рентгеновского потоков

Узел	Магнитное поле, Гс
C1	$1.5 \cdot 10^{-6}$
C2	$1.5 \cdot 10^{-6}$
C3	$2.7 \cdot 10^{-6}$
D/H3	$3.2 \cdot 10^{-6}$
H2	10^{-5}

Из выражения (5), зная напряженность магнитного поля и принимая $\Gamma_{\min} = 1$, получаем

также концентрацию релятивистских электронов в узлах, равную $\mathcal{N} \approx 10^{-2} \text{ см}^{-3}$.

4. СЛЕДСТВИЯ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ

Как уже было сказано, рентгеновская интенсивность удаленных от квазара узлов имеет малое постоянное значение. Увеличение радио- и оптической интенсивностей, а следовательно, и плотности энергии синхротронного излучения никак не проявляются в рентгеновском диапазоне. Следовательно, вклад обратного комптоновского рассеяния на синхротронных фотонах незначителен. Этот факт, как будет видно ниже, позволяет прийти к выводу о наличии излома в энергетическом спектре электронов в области Лоренц-факторов $10^5 \dots 10^6$.

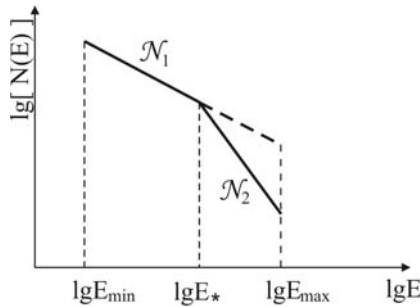


Рис.6. Модель излома в энергетическом спектре электронов в узлах джета 3C 273

Будем описывать электронное распределение следующим образом (Рис.6):

$$N(E) = \begin{cases} \mathcal{K}_1 E^{-\gamma_1}, & E_{\min} < E < E_*, \gamma_1 \leq 3 \\ \mathcal{K}_2 E^{-\gamma_2}, & E_* < E < E_{\max}, \gamma_2 \geq 3 \end{cases} \quad (7)$$

где E_* – энергия излома в электронном спектре.

Из вышесказанного следует, что должно выполняться неравенство для плотностей энергии синхротронного и реликтового излучения:

$$W_{Syn} < W_{CMB}. \quad (8)$$

Для спектра вида (6) в силу $\gamma = 2\alpha + 1$ в обоих частотных интервалах основной вклад в W_{Syn} даст окрестность частоты излома ω_* . Из (1), (2), (4), (7) с применением (8) получаем

$$W_{Syn} = \frac{I}{c} = A_1 \omega_*^{1-\alpha_1} + A_2 \omega_*^{1-\alpha_2} < W_{CMB}, \quad (9)$$

где

$$A_{1,2} = \frac{2}{3} \sigma_T (\gamma_{1,2} - 1) W_H \mathcal{N} \Gamma_{\min}^{\gamma_{1,2}-1} \cdot \tilde{\omega}^{\alpha_{1,2}-1},$$

$I = \int dz \int d\omega I(\omega)$ – интенсивность синхротронного излучения.

Неравенство (8) дает ограничение сверху на энергию излома. Используя это неравенство для $\gamma_1 = 2, \gamma_2 = 4$ и предполагая $\Gamma_{\min} = 1, \Gamma_{\max} = 1$, получаем из условия ($l \sim \int dz$ в пределах узла, $\omega_* \gg \tilde{\omega}$)

$$\frac{4}{3} \sigma_T \cdot l \cdot W_H \mathcal{N} \cdot \sqrt{\frac{\omega_*}{\tilde{\omega}}} < W_{CMB} \quad (10)$$

оценку максимально возможной энергии излома в спектре релятивистских электронов, определенную по данным рентгеновского излучения:

$$\Gamma_* < 10^6.$$

В пользу существования излома свидетельствует и независимый анализ спектрального индекса излучения, выполненный Джестером, Рёзером, Мезенхаймером и др. [16] (Рис.7). Для удаленных от квазара узлов, согласно их данным, спектральный индекс радиоизлучения $\alpha_R \approx 0.8$, в то время как спектральный индекс оптического излучения $\alpha_{Opt} \approx 1.5$ (см. Рис.7).

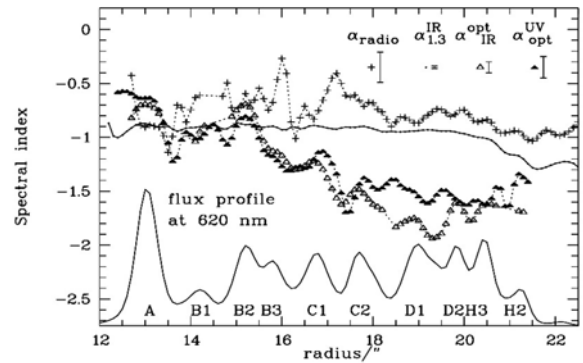


Рис.7. Распределение спектральных индексов излучения в различных спектральных диапазонах вдоль джета из работы [16]

Электроны, имеющие энергию меньшую E_* , дают вклад в синхротронное радиоизлучение, а электроны, имеющие энергию большую энергии излома, излучают в оптическом диапазоне. Показатель степени $\gamma_1 = 2$ соответствует ускорению электронов на сильной ударной волне. Как видно из данных для спектральных индексов (см. Рис.7), такая модель спектра достаточно хорошо соответствует наблюдаемым результатам.

Сравнивая наблюдаемые плотности потоков, можно также оценить гамма-фактор излома энергетического спектра (табл. 2):

$$\Gamma_*^2 = \frac{F_2}{F_1} \omega_1^{-\alpha_1} \omega_2^{\alpha_2} \tilde{\omega}^{\alpha_1 - \alpha_2}. \quad (11)$$

Таблица 2. Гамма-фактор излома энергетического спектра электронов, полученный из сравнения плотностей потоков синхротронного радио- и оптического излучения

Узел	Γ -фактор излома
C1	$8 \cdot 10^5$
C2	$7 \cdot 10^5$
C3	$4 \cdot 10^5$
D/H3	$5 \cdot 10^5$
H2	$3 \cdot 10^5$

ВЫВОДЫ

Таким образом, для джета квазара 3C 273 можно получить некоторые характеристики энергетического спектра релятивистских электронов, основываясь только на действующих в джете механизмах рентгеновского излучения и не вводя дополнительных предположений. Зная энергетический спектр электронов, далее можно более подробно исследовать механизмы ускорения электронов, потери ими энергии, пространственное распределение электронов и магнитного поля в узлах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория внегалактических источников радиоизлучения // *Физика внегалактических источников радиоизлучения* / Под ред. Р.Д. Дагкесаманского. М.: «Мир», 1987, 364 с.
2. В.Л. Гинзбург. *Теоретическая физика и астрофизика*. Доп. главы. М.: «Наука», 1981, 504 с.
3. В.В. Железняков. *Излучение в астрофизической плазме*. М.: «Янус-К», 1997, 512 с.
4. М. Лонгейр. *Астрофизика высоких энергий*. М.: «Мир», 1984, 298 с.
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Гидродинамика*. М.: «Наука», 1986, 736 с.
6. С.Г. Гестрин, В.М. Конторович. Ветровая неустойчивость в астрофизике (применительно к джетам, кометным хвостам, спиральной структуре галактик) // *Радиофизика и радиоастрономия*. 1997, т.2, №4, с.419-438.
7. C.L. Carilli, P.D. Barthel. A. Cygnus // *The astronomy and astrophysics review*. 1996, v.7, p.1-54.
8. <http://hea-www.harvard.edu/XJET/>.
9. R.G. Conway, S.T. Garrington, R.A. Perley et al. Synchrotron radiation from the jet of 3C 273. II The radio structure and polarization // *Astron. Astrophys.* 1993, v.267, p.347-362.
10. J.N. Bahcall, S. Kirhakos, D.P. Schneider et al. Hubble space telescope and MERLIN observations of the jet in 3C273 // *Astrophysical Journal*. 1995, v.452, p.L91-L93.
11. H.L. Marshall, D.E. Harris, J.P. Grimes et al. Structure of the X-ray emission from the jet of 3C 273 // *Astrophysical Journal*. 2001, v.549, p.167-171.
12. R.M. Sambruna, C.M. Urry, F. Tavecchio et al. Chandra observations of the X-ray jet of 3C 273 // *Astrophysical Journal*. 2001, v.549, p.161-165.
13. Е.Ю. Банникова, В.М. Конторович. 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.
14. J.J. Perry, M.J. Ward, M. Jones. 3C 273 and the power-law myth // *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 1987, v.228, p.623-634.
15. Ya. Uchiyama, C.M. Urry, C.C. Cheung et al. Shedding new light on the 3C 273 jet with the *SPITZER* space telescope // *Astro-ph/0605530*, 2006.
16. S. Jester, H.-J. Röser, K. Meisenheimer et al. The radio-ultraviolet spectral energy distribution of the jet in 3C 273 // *Astro-ph/0410520*, 2004.

Статья поступила в редакцию 28.05.2008 г.

THE BREAK IN THE ENERGY SPECTRUM OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN JET OF THE QUASAR 3C 273 DEFINED BY INTENSITY JET RADIATION IN RADIO, OPTICAL AND X-RAY RANGE

M.S. Mykhailova, E.Yu. Bannikova, V.M. Kontorovich

The interpretation of X-ray radiation for distant from the quasar jet knots as inverse Compton scattering on cosmic microwave background is used. The absence of influence the synchrotron photons from these knots is interpreting by in such a way that the spectrum of relativistic electrons accelerated on shocks in the knots must have the break.

ЗЛАМ В ЕНЕРГЕТИЧНОМУ СПЕКТРІ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОНІВ У ДЖЕТІ КВАЗАРА 3C 273, ВИЗНАЧЕНИЙ ПО ІНТЕНСИВНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДЖЕТА В РАДІО-, ОПТИЧНОМУ І РЕНТГЕНІВСЬКОМУ ДІАПАЗОНАХ

М.С. Михайлова, О.Ю. Баннікова, В.М. Конторович

Виходячи з інтерпретації рентгеновського випромінювання далеких від квазара вузлів джета 3C 273 як зворотного комптонівського розсіювання на реліктовому випромінюванні й відсутності внеску в розсіювання від синхротронного випромінювання цих вузлів, дійдемо висновку про існування зламу в енергетичному спектрі електронів, що прискорюються у вузлах ударними хвилями.