

Изображение внегалактических источников в радио- и рентгеновском диапазонах

Е. Ю. Банникова, В. М. Конторович

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознамённая, 4
E-mail: bannikova@astron.kharkov.ua, vkont@ira.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 17 ноября 2003 г.

Обсуждается сходство и различие изображений джетов внегалактических источников в радио- и рентгеновском диапазонах, создаваемых одним и тем же распределением релятивистских электронов за счет синхротронного механизма (радиообласть) и обратного комптоновского рассеяния (рентгеновская область). Рассмотрен случай не зависящих от координат чисто комптоновских потерь на реликтовом излучении в диффузионной модели распространения электронов от движущегося источника инжекции – узла или горячего пятна. Показано, что неоднородность магнитного поля может приводить к характерным отличиям в форме и месторасположении радио- и рентгеновских изотоп, зависящим от того, убывает или нарастает магнитное поле к периферии источника. Приведены примеры соответствующих изображений.

Обговорюється подібність та відмінність зображень джетів позагалактичних джерел в радіо- та рентгеновському діапазонах, створюваних одним і тим же розподілом релятивістських електронів за рахунок синхротронного (радіообласть) або зворотнього комптонівського розсіяння (рентгеновська область). Розглянуто випадок незалежних від координат суто комптонівських втрат на реліктовому випромінюванні в дифузійній моделі розповсюдження електронів від рухомого джерела інжекції, тобто вузла або гарячої плями. Показано, що неоднорідність магнітного поля може спричинити характерні відмінності форми та місцеположення радіо- та рентгеновських ізотоп, котрі залежать від того, зменшується чи зростає магнітне поле відносно периферії джерела. Наводяться приклади відповідних зображень.

1. Введение

Как известно, радиоизлучение радиогалактик и квазаров – это, главным образом, синхротронное излучение релятивистских электронов во внешних магнитных полях (рис. 1, а). Релятивистские электроны участвуют также в другом процессе – комптоновском излучении за счет рассеяния на них низкочастотных фотонов (рис. 1, б). Такими фотонами могут служить кванты микроволнового реликтового фона, кванты ближайше-

го мощного внешнего источника излучения и, наконец, кванты собственного синхротронного излучения. Рассеянные кванты получают значительную энергию от электронов (обратный комптон-эффект), и при подходящих значениях параметров (ω_r и $\Gamma = E/mc^2$) попадают в рентгеновскую область спектра. При этом характерная частота максимума синхротронного радиоизлучения $\omega_{syn} = \omega_H \Gamma^2$, где ω_H – циклотронная частота. Соответственно, характерная частота рентгеновского излучения за счёт обратного комптон-

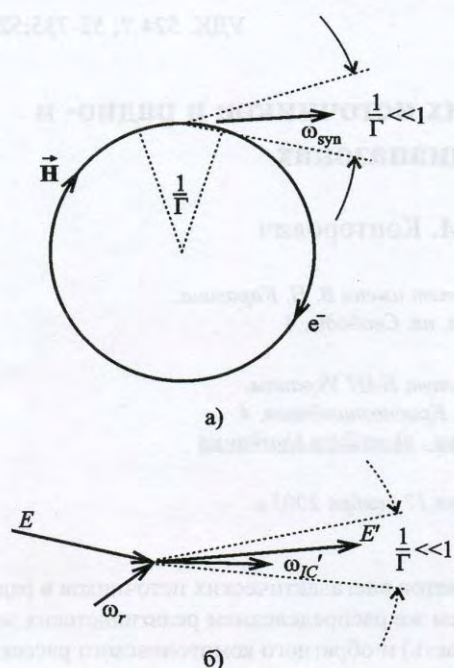


Рис. 1. Схема синхротронного механизма излучения (а) и обратного комптоновского рассеяния(б)

эффекта (IC) $\omega_{IC} = \omega_r \Gamma^2$, где “радиационная частота” ω_r – характерная частота излучения, на котором происходит рассеяние ($\Gamma \gg 1$).

Сходство между выражениями для частот ω_{syn} и ω_{IC} и угловых зависимостей для синхротронного и комптоновского излучения не

случайно. В актуальной для нас области параметров их основные закономерности – излучение в узком конусе углов порядка $1/\Gamma$ вблизи от направления движения электрона, связь частоты излучения с затравочной частотой (ω_H и ω_r) и энергией излучающего электрона – являются следствием общих причин: релятивистской абберации и эффекта Допплера.

Учитывая типичные оценки циклотронной и радиационной частот, видим, что в рентгеновском (X) диапазоне изображение источника за счет обратного комптоновского рассеяния создается электронами с такими же энергиями, что и в радиодиапазоне (R) за счет синхротронного излучения. Разрешение порядка и менее одной угловой секунды, достигнутое в рентгеновском диапазоне космическим телескопом Чандра [1], соответствует разрешению в классическом сантиметровом диапазоне на крупнейших наземных радиотелескопах, таких как VLA. Что же касается рентгеновского диапазона [2], то наблюдения в декаметровой области представляют собой уникальную возможность получить детальную информацию об излучающих электронах, не доступную радиосредствам (табл. 1).

Вместе с тем, изображения источников в R - и в X - диапазоне отличаются. Приведём примеры источников из списка [3] (см. рис. 2 [4, 5]). Для джета квазара PKS 1136-135 видно, что масштаб радио- и рентгеновских изображений узлов – одного порядка, что свидетельствует о близких временах жизни излучающих электронов. Однако радиоизображение имеет больший размер и

Таблица 1. Характерные частоты излучения, создаваемого электронами с одним и тем же Лоренц-фактором в радиодиапазоне и рентгеновском диапазоне Чандры

Синхротронное излучение $\omega_{syn} = \omega_H \Gamma^2$				Лоренц-фактор Γ, Γ^2	Обратный комптон-эффект $\omega_{IC} = \omega_r \Gamma^2$		
H, Гс	ω_H , рад/с	ω_{syn} , рад/с	Диапазон, λ , м		ω_r , рад/с	ω_{IC} , рад/с	E_X , кэВ
10^{-6}	$1.78 \cdot 10^2$	$1.78 \cdot 10^8$	декаметровый, 10.56	$3.17 \cdot 10^3, 10^7$	$1.01 \cdot 10^{12}$	10^{19}	6.7
10^{-5}	$1.78 \cdot 10^3$	$1.78 \cdot 10^9$	декаметровый, 10.56	$10^3, 10^6$		10^{18}	0.67
10^{-4}	$1.78 \cdot 10^4$	$1.78 \cdot 10^{10}$	метровый, 1.056	$10^3, 10^6$		10^{18}	0.67
10^{-5}	$1.78 \cdot 10^2$	$5.34 \cdot 10^7$	декаметровый, 35.2	$5.45 \cdot 10^2, 3.33 \cdot 10^5$		$3.2 \cdot 10^{17}$	0.21
10^{-2}	$1.78 \cdot 10^5$	$1.78 \cdot 10^{11}$	сантиметровый, 1.056 см	$10^3, 10^6$		10^{18}	0.67

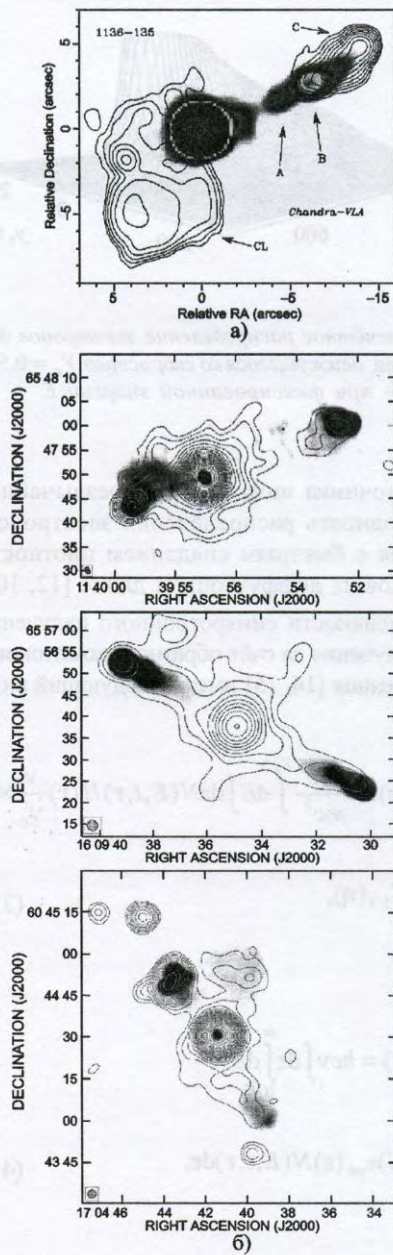


Рис. 2. а) Распределение интенсивности джета квазара PKS 1136-135 в радио – (изофоты) и рентгеновской области спектра (оттенки серого цвета) [4]. б) То же для трёх рентгеновских источников [5]: квазар 3C 263, радиогалактика 3C 330 и квазар 3C 351 (сверху вниз). Здесь изофоты соответствуют рентгеновскому излучению, а тоновые изображения – радиоизлучению. Прямое восхождение (ось абсцисс) и склонение (ось ординат) даны в угловых секундах. С благодарностью Р. Самбруне и М. Хардкастлу

смещено по отношению к рентгеновскому. Одной из причин такого отличия может служить неоднородность магнитного поля¹. Мы обсудим эту ситуацию для случая, когда поле слабое, распространение электронов от места инжекции диффузионное [6], а потери комптоновские и определяются рассеянием электронов на пространственно однородном реликтовом излучении. Для этой цели мы воспользуемся кинетическим уравнением (КУ) с движущимся источником инжекции, имитирующим место ускорения электронов (ударную волну). Источник инжекции будем отождествлять с горячим пятном или узлом джета.

2. Диффузионная модель

Исходим из кинетического уравнения для функции распределения релятивистских электронов $N(E, t, \mathbf{r})$ с заданным движущимся источником инжекции [7, 8] $Q(E, t, \mathbf{r})$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(B(E)N)}{\partial E} - D_0 \Delta N = Q(E, t, \mathbf{r}), \quad (1)$$

где Δ – лапласиан; второе слагаемое с $B(E) = -\beta E^2$ описывает не зависящие от координат потери за счёт обратного комптоновского рассеяния на реликтовом излучении с плотностью энергии W_r , которую мы предполагаем значительно большей, чем плотность энергии неоднородного магнитного поля,

$$\beta = \frac{32\pi}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{W_r}{m^2 c^3};$$

t – время от начала инжекции. Здесь коэффициент диффузии не зависит от энергии (это, однако, не является обязательным условием). Остальные обозначения стандартны.

¹ Отличие изображений также может быть связано с рефракцией радиоизображения, неоднородностью радиационного поля, являющегося поставщиком низкочастотных квантов для обратного комптон-эффекта, а также с наличием теплового излучения горячего (коронального) газа, не связанного с релятивистскими электронами.

Используя замену переменных в $t - E$ плоскости (или преобразование Лапласа по времени), сводим КУ к диффузионному уравнению. Окончательное выражение для функции распределения в случае движущегося точечного источника имеет вид (ср. [9, 10]):

$$N(E, t, \mathbf{r}) = \frac{Q_0}{(4\pi)^{3/2} E^2} \times \int_{-\tau_+(E, t)}^{\tau_-(E, t)} \frac{d\tau'}{\alpha^{3/2}(\tau_-(E, t), \tau'_-)} \left(\tilde{E}(\tau_+(E, t), \tau'_-) \right)^{-\gamma_0+2} \times \Theta(E_2 - \tilde{E}(\tau_+(E, t), \tau'_-)) \Theta(\tilde{E}(\tau_+(E, t), \tau'_-) - E_1) \times \exp \left[-\left(x - x(\tau_+(E, t) + \tau'_-) \right)^2 - \left(y - y(\tau_+(E, t) + \tau'_-) \right)^2 - \left(z - z(\tau_+(E, t) + \tau'_-) \right)^2 \right] \times \left[4\alpha(\tau_-(E, t), \tau'_-) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где

$$\alpha(\tau_-(E, t), \tau'_-) = D_0 \cdot (\tau_-(E, t) - \tau'_-),$$

$$\tilde{E}(\tau_+(E, t), \tau'_-) = \frac{1}{\frac{1}{E_2} - \beta \cdot (\tau_+(E, t) - \tau'_-)},$$

$$\tau_+(E, t) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\beta t}{2} + \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E} \right),$$

$$\tau_-(E, t) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\beta t}{2} - \frac{1}{E_2} + \frac{1}{E} \right),$$

$\Theta(\dots)$ – функция Хевисайда. В численных расчётах, приведенных ниже, если это не оговорено, мы принимаем $\gamma_0 = 2$ – значение, соответствующее сильной ударной волне.

На рис. 3 показано рассчитанное по формуле (2) распределение электронов фиксированной энергии по источнику (для параметров, соответствующих узлу А джета М87 [11]), где явно заметна анизотропия, связанная с движе-

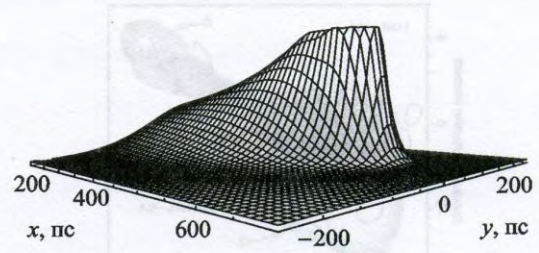


Рис. 3. Расчётное распределение электронов для узла джета, движущегося со скоростью $V_x = 0.5c$, $V_y = 0.08c$ при фиксированной энергии E

нием источника инжекции, и чрезвычайная неоднородность распределения электронов, связанная с быстрым спаданием плотности электронов на диффузионной длине [12, 10].

Интенсивности синхротронного излучения [13] и излучения за счёт обратного комптоновского рассеяния [14, 15] имеют следующий вид:

$$I_{syn}(\nu, t, \mathbf{r}) = \frac{\sqrt{3}e^3 E_2}{mc^2} \int dE \int dz N(E, t, \mathbf{r}) H(\mathbf{r}) \frac{\nu}{v_c} \times \int_{\nu/v_c}^{\infty} d\eta K_{5/3}(\eta), \quad (3)$$

$$I_{IC}(\nu, t, \mathbf{r}) = h\nu \int dz \int_0^{\infty} dE \times \int_{h\nu}^{\infty} \sigma(\epsilon, E) n_{ph}(\epsilon) N(E, t, \mathbf{r}) d\epsilon, \quad (4)$$

где $H(\mathbf{r})$ – проекция неоднородного магнитного поля на картинную плоскость, $\int dz$ – интеграл по лучу зрения, n_{ph} – распределение низкочастотного излучения с характерной “радиационной” частотой ν_* . Таким образом, зная аналитическое решение (2) КУ и численно интегрируя (3) и (4), получаем карты распределения интенсивности по источнику в радио- и рентгеновском диапазонах. Расчёт проводился в пакете

Mathematica 5.0 с помощью алгоритма двойной экспоненциальной сходимости.

3. Влияние неоднородности магнитного поля на изображение источников в диффузионной модели

Магнитное поле входит в выражения для интенсивности джета. Во-первых, – в виде множителя под знаком интеграла по лучу зрения. Во-вторых, с локальным значением поля связана энергия электрона, излучающего на данной частоте, $E(\mathbf{r}) = mc^2 \sqrt{\omega/\omega_{H(\mathbf{r})}}$. В неоднородном поле из-за весьма неоднородного пространственного распределения электронов с данной энергией (см. рис. 3) последняя зависимость может приводить, как мы увидим на примерах, к достаточно сложной картине изофот.

В этой статье рассмотрены некоторые варианты зависимости напряжённости магнитного поля от координат (во всех случаях магнитное поле движется вместе с источником), которые приводят к характерным отличиям в R- и X- изображениях, и найдено распределение интенсивности излучения для следующих случаев (рис. 4-6):

1. Спадающее экспоненциально к периферии локализованное на узле поле $H(\mathbf{r}) = H_0 e^{-\rho/r_0}$, где $\rho = \sqrt{(V_x t - x)^2 + (V_y t - y)^2 + z^2}$ – расстояние до узла, $\mathbf{V} \equiv (V_x, V_y, 0)$ – скорость движения узла, r_0 – масштаб пространственной неоднородности магнитного поля, H_0 – его значение в максимуме.

2. Растущее к периферии по степенному закону поле $H(r) = H_0 \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^p$.

3. Растущее к периферии, осесимметричное (относительно направления движения узла) поле, угловая зависимость которого описывается соотношением:

$$H = H_0 \left[\left(1 - \left(\frac{1}{\pi} \arctg \left(\frac{V_y t - y}{V_x t - x} \right) \right)^2 \right)^h \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^p + 1 \right]. \quad (5)$$

Нарастающее к периферии поле приводит к характерной взаимной структуре изофот в радио- и рентгеновском изображениях источника. Максимум радиояркости смещен в сторону нарастания поля. Кроме того, видна каплевидная форма радиоизображения (изофот) с менее ярким “хвостом”, обращенным к центру. Рентгеновское

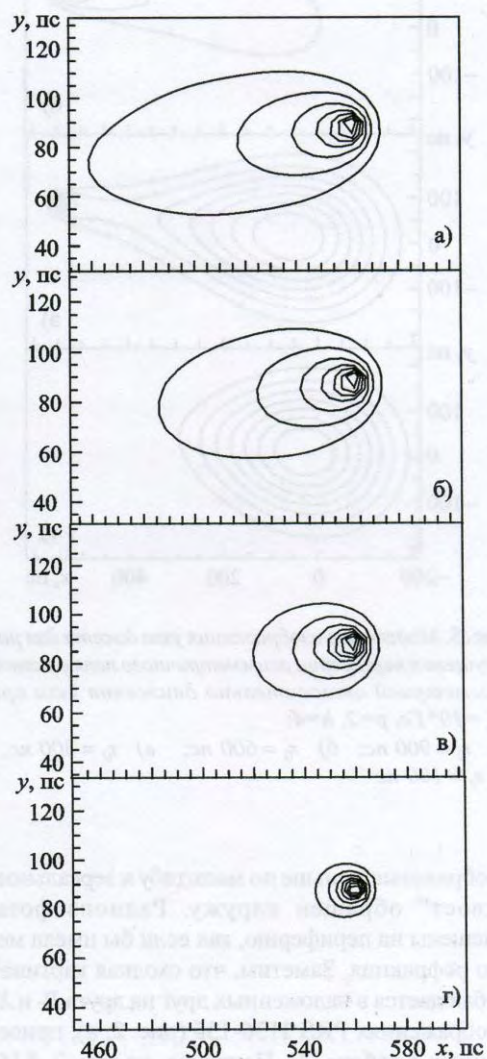


Рис. 4. Модельные изображения узла джета для однородного и экспоненциально спадающего поля с $H_0 = 10^7$ Гс: а) однородное поле; б) $r_0 = 740$ пс; в) $r_0 = 120$ пс; г) $r_0 = 30$ пс

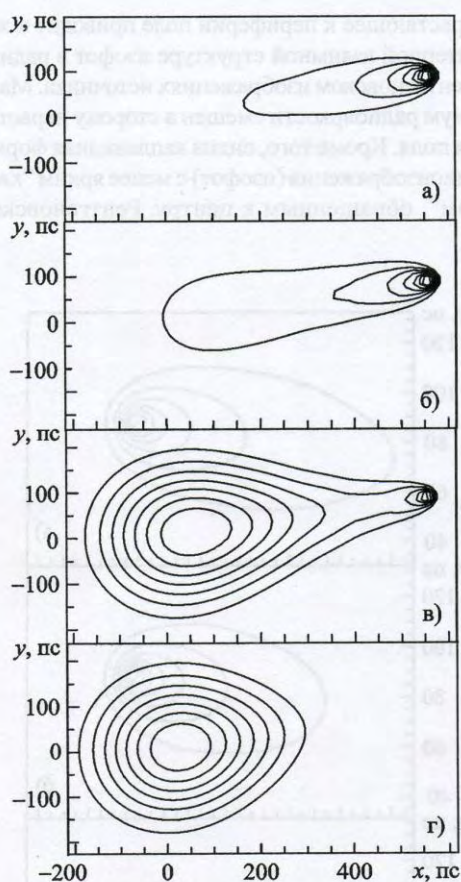


Рис. 5. Модельные изображения узла джета для растущего к периферии асимметричного поля с осевой симметрией относительно движения узла при $H_0 = 10^{-8}$ Гс, $p=2$, $h=4$:
 а) $r_0 = 900$ пс; б) $r_0 = 600$ пс; в) $r_0 = 300$ пс, г) $r_0 = 100$ пс

изображение меньше по масштабу и зеркальное, “хвост” обращен наружу. Радиоизотопы смещены на периферию, как если бы имела место рефракция. Заметим, что сходная картина² наблюдается в наложенных друг на друга R- и X-изображениях PKS 1136-135 (рис. 2, а), приведенных в работе [4]. Напротив, на рис. 2, б [5] видим источники, в которых рентгеновское

² С этой точки зрения В и С, возможно, не разные узлы, а один и тот же узел (точнее “факел”, см. [10].) У нас, однако, недостаточно оснований для такого утверждения по отношению именно к данному источнику.

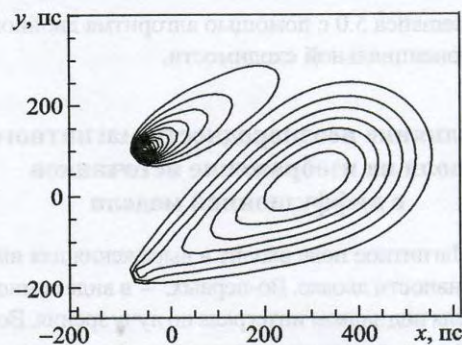


Рис. 6. Модельные изображения узла в радио- и рентгеновском диапазоне, смещённые по вертикали друг относительно друга. Верхнее изображение (рентгеновская область) соответствует обратному комптоновскому рассеянию на однородном реликтовом фоне, нижнее (радиообласть) соответствует синхротронному излучению в магнитном поле, растущем к периферии по степенному закону при $H_0 = 10^{-8}$ Гс, $p=1$, $r_0=100$ пс

изображение больше по масштабу, чем радиоизображение. Подобная картина может возникать, в частности, в случае поля, убывающего к периферии.

Сделаем несколько замечаний о связи неоднородности магнитного поля со спектрами неразрешённых источников.

В случае медленного движения пятна³ можно оценить влияние неоднородности магнитного поля (и коэффициента диффузии) в облаке на спектр [8]. При спадающем к периферии поле спектр неразрешённого источника в диффузионной области становится более крутым (для жесткой инжекции), но спектральный индекс не превышает единицы ($\alpha < 1$) [8]. Для получения наблюдаемых в ряде источников и не объясненных до настоящего времени крутых спектров с $\alpha > 1$ на низких частотах (спектры Брауде) [16, 17] в данной модели необходимо, чтобы магнитное поле нарастало к периферии облака [8]. Такая зависимость может

³ Возможность появления спектров, укручающихся в сторону низких частот при движущемся источнике инжекции, должна быть проанализирована отдельно.

соответствовать оболочечной структуре протяженных компонентов. Возможно, более реальным может быть увеличение поля в направлении к месту расположения головной ударной волны, отходящей в межгалактический газ. В этом случае на изображение может оказывать влияние и угловая анизотропия.

Роль неоднородности магнитного поля в связи с её влиянием на низкочастотные спектры радиоисточников впервые обсуждалась В. И. Слышем в его диссертации и анализировалась в рамках упрощенной решаемой модели Брауде [18], Кондоном и Дресселем [19], Маршером [20], Озерным и Сазоновым [21], в связи с возможным объяснением укручающихся к низким частотам спектров – Гестриным и др. [8], Артюхом и Черниковым [22]. В последней работе проведен критический анализ предыдущих, за исключением работы [8]. Мы остановимся лишь на отличии подхода в работах [8] и [22]. В [8], так же как и в настоящей работе, источник инжекции (узел) локализован, т. е. является малым (в пределе точечным) по сравнению с масштабом джета или облака. При этом существенную роль играет распространение электронов от места инжекции к месту излучения. Поскольку оно происходит при наличии существенных потерь, в более удаленные от места инжекции области электроны приходят с меньшей энергией и меньшей концентрацией и в однородном поле излучают на меньшей частоте и с меньшей интенсивностью. В случае магнитного поля, нарастающего к периферии, при определенном соотношении между параметрами интенсивность излучения неразрешенного источника за счет вклада больших объемов на периферии может возрастать. В модели [22] электроны инжектируются в каждой точке и обсуждавшиеся эффекты, связанные с распространением, сопровождаемым потерями, не имеют места.

В заключении отметим, что поиск объектов, в которых магнитное поле могло бы нарастать к периферии, может быть также произведен сравнением изображений в радио- и рентгеновском диапазонах.

Работа частично поддержана грантом INTAS 00-00292.

Литература

1. D. Schwartz. An X-ray of radio sources: the end of the story. In: JENAM, 2003, Abstract, Budapest, p.9; M. Livio. Astrophysical Jets. In: JENAM Abstracts, Budapest, 2003, p.157; T. Courvoisier. Gamma-ray and radio astronomy. In: JENAM, 2003, Programm, Budapest, p. 22.
2. А. В. Мень, С. Л. Рашковский, В. А. Шепелев. Радиофизика и радиоастрономия. 2001, 6, №1, с. 9-20.
3. D. Harris, <http://hea-www.harvard.edu/XJET/>
4. R. M. Sambruna, L. Maraschi, F. Tavecchio, C. M. Urry, C. C. Cheung, R. Scarpa, J. K. Gambill. 2002, astro-ph/0201412.
5. M. J. Hardcastle, M. Birkinshaw, R. A. Cameron, D. E. Harris, L. W. Looney, D. M. Worrall. astro-ph/0208204.
6. В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург и др. Астрофизика космических лучей. Москва, Наука, 1984, 360 с.
7. E. Valtaoja. Astron. & Astrophys. 1982, 111, №2, pp. 213-219.
8. С. Г. Гестрин, В. М. Конторович, А. Е. Кочанов. Кинем. физ. неб. тел. 1987, 3, №4, с. 57-66.
9. Ф. М. Колесников, В. М. Конторович. Радиофизика и радиоастрономия. 2001, 6, №1, с. 32-44.
10. Е. Ю. Банникова, В. М. Конторович. Космічна наука та технологія. 2003, 9, додаток до №2, с. 305-309.
11. J. A. Biretta, F. Zhou, F. N. Owen. Astrophys. J. 1995, 447, pp. 582-596.
12. E. Yu. Bannikova, V. M. Kontorovich. In: JENAM, 2003, Abstracts, Budapest, p. 12.
13. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. Теория поля. Москва, Наука, 1988, 510 с.
14. В. В. Железняков. Излучение в астрофизической плазме. Москва, «Янус-К», 1997, 528 с.
15. Д. И. Нагирнер. Комптоновское рассеяние в астрофизических объектах. Санкт-Петербург, Издание Ленинградского университета, 2001, 55 с.
16. S. Ya. Braude, S. L. Rashkovsky, K. M. Sidorchuk, M. A. Sidorchuk, K. P. Sokolov, N. K. Sharykin and S. M. Zakharenko. Astrophys. & Space Sci. 2003, 280, pp. 235-299.
17. С. Я. Брауде, А. П. Мирошниченко, С. Л. Рашковский, К. М. Сидорчук, М. А. Сидорчук, Н. К. Шарыкин. Кинем. физ. неб. тел. 2003, 19, №4, с. 291-306.
18. С. Я. Брауде. Астрономический журнал, 1967, 44, с. 309-319.
19. J. J. Condon, L. L. Dressel. Astrophys. Lett. 1973, 15, pp. 203-207.
20. A. P. Marscher. Astrophys. J. 1977, 216, pp. 244-256.

21. L. M. Ozernoy, V. N. Sazonov. *Astrophys. Lett.* 1971, **8**, pp. 231-233.
 22. В. С. Артюх, П. А. Черников. *Астрономический журнал*, 2001, **78**, №1, с. 20-30.

Radio and X-ray Images of Extragalactic Sources

E. Yu. Bannikova and V. M. Kontorovich

The similarity and distinction between the radio and X-ray images of jets of extragalactic sources, which are created by the same distribution of relativistic electrons due to synchrotron emission (for the radio range) and inverse Compton scattering (for the X-rays), are discussed. The case of space-independent purely Compton losses on relic radiation in the diffusion model of electron propagation from a moving source of injection, i.e. from a jet knot or a hot spot, is considered. It is shown that the magnetic field inhomogeneity may result in characteristic differences in form and location of the R- and X- isophotes depending on whether the magnetic field decreases or increases toward the source periphery. The corresponding images are shown, too.

11. A. Bondi, E. Sisson. *Astrophys. J.* 1962, **141**, pp. 282-292.
 12. E. Yu. Bannikova, V. M. Kontorovich. *ИЗВ. РАН. Сер. Физ.-матем. науки*, 2003, **40**, №1, с. 11.
 13. В. С. Артюх, В. М. Конторович. *Астрономический журнал*, 2001, **78**, №1, с. 20-30.
 14. В. С. Артюх, В. М. Конторович. *Астрономический журнал*, 2001, **78**, №2, с. 11-15.
 15. J. H. Knapik. *Journal of Astrophysics and Space Sciences*, 2001, **24**, №1, с. 1-10.
 16. S. J. Lee, S. I. Lee, K. M. Lee. *Journal of Astrophysics and Space Sciences*, 2001, **24**, №1, с. 11-15.
 17. E. R. Saper, A. H. Mikhlin, C. J. Leung, K. M. Saper, M. A. Saper, H. H. Saper. *Journal of Astrophysics and Space Sciences*, 2001, **24**, №1, с. 16-20.
 18. C. R. Saper. *Astronomical Journal*, 1997, **114**, с. 209-212.
 19. J. I. Gordon, L. E. Davis. *Astrophys. J.* 1977, **263**, pp. 203-207.
 20. A. P. Moskatel. *Astron. Zh.* 1977, **54**, pp. 244-250.

соответствующей ободочной структуре про-
 тивоположных компонент. Возможно, более
 реальным может быть увеличение поля в на-
 правлении к месту расположения узловой
 ударной волны, отходящей в межгалактиче-
 ской газ. В этом случае на изображении может
 оказаться влияние и ударной волновой
 поля, неоднородности магнитного поля в
 связи с ее влиянием на неравномерные спек-
 тральные характеристики излучения
 при радиосинхротронном излучении
 и т.д. Связь же это исследование и вытека-
 ющая в рамках упомянутой работы мо-
 дель Брайда [18], Контаном и Дресслером [19],
 Марквардом [20], Озерным и Сазоновым [21] и
 др. [8], Артюхом и Конторовичем [22] в по-
 следнюю очередь привела к рассмотрению
 влияния на изображение работы [8]. Мы
 представляем здесь наглядный подход в ра-
 ботах [8] и [22]. В [8], так же как и в настоя-
 щей работе, вводится модель (условно) поля
 излучения, т.е. является модель (а прежде то-
 леем) по сравнению с моделью, которая дана
 в работе. При этом существенно важно учиты-
 вать влияние излучения от места излуче-
 ния на изображение. Поскольку при проеци-
 ровании на изображение существующая картина
 более удаляется от места излучения, объект
 излучения претерпевает сжатие, причем в
 меньшей концентрации и в однородном поле
 влечет за собой изменение сжатия на
 неоднородности. В случае магнитного поля на-
 неоднородности и перевернуты при определенном
 соотношении между параметрами излучения
 может наблюдаться неравномерное излучение
 свет ввиду большого объема на перевернутой
 может возникнуть. В модели [22] излучение
 излучается в каждой точке и обусловлено
 эффектами, связанными с распространением, со-
 проужаемыми потерями, не имеют места.
 В излучении от объекта, это может быть
 тем, в которых магнитное поле может быть пере-
 ступит и перевернут, может быть также прона-
 звание сравнением изображений в радио- и
 рентгеновском диапазонах.

Работа выполнена по поддержке грантом
 INTAS-00-00292.