

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДЖЕТОВ РАДИОГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЯМ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ИХ УЗЛОВ ПРИ ВЫСОКОМ УГЛОВОМ РАЗРЕШЕНИИ

Банникова Е. Ю.¹, Конторович В. М.²

1 Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина, Украина

2 Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков

1. Введение

Как известно, основное радиоизлучение внегалактических объектов — радиогалактик и квазаров — создаётся протяжёнными компонентами (радиооблаками, lobes), куда энергия поступает по узким коллимированным космическим струям — джетам [1]. Размеры джетов, как правило, превышают размеры родительской галактики, и радиооблака находятся за её пределами, представляя собой релятивистские электроны, ускоренные в ударных волнах на местах окончания джетов (видимых на радиокартах как горячие пятна — ГП) и излучающие синхротронным механизмом в магнитных полях радиооблаков. Таким образом, теория внегалактических радиоисточников — это, по существу, теория их джетов. Определение параметров джетов, в особенности их скоростей, представляет собой трудную и не решённую до сих пор проблему. Исключение составляют так называемые парсековые джеты, компоненты которых, разрешимые методом глобальной интерферометрии, в том числе с помощью космических радиоинтерферометров, обнаруживают “видимое”, зачастую ультрарелятивистское движение своих компонентов (т.н. “сверхсветовые” компоненты джетов).

Мы предлагаем использовать для решения этой задачи тонкую структуру узлов (ДУ) в килопарсековых джетах, разрешаемую как современными наземными, так и космическими интерферометрами (требуемое разрешение — сотни угловых миллисекунд), аналогично тому, как это было предложено для ГП в протяжённых компонентах [2,3].

Компактные объекты в джетах (ГП, ДУ), видимые как локальные области уярчения на радиокартах источников, скорее всего, представляют собой ударные волны — места ускорения электронов и усиления магнитных полей [1]. Ударные волны могут иметь различную природу: наряду с головной ударной волной они могут возникать вследствие огибания (обтекания) препятствия, образовывать так называемую “бриллиантовую структуру”, подобную возникающей в реактивных струях, и т.п. Отношение скорости ДУ и ГП к скорости диффузии электронов определяет форму внешних частей ДУ и протяжённых компонентов: отношение поперечной к продольной

длине и положение ДУ и ГП. Наблюдаемое изменение в размерах внегалактического радиоисточника и в форме протяжённых компонентов на различных частотах в основном согласуются с предсказаниями используемой нами диффузионной модели. Учёт реабсорбции приводит к асимметрии радиооблака на различных видимых углах, а прецессии — к асимметрии в поперечном направлении и к двойственности ГП.

Мы получили карты распределения интенсивности (“факел”) и сравнили их с наблюдательными данными для узлов А и В в джете радиогалактики М 87, джета NGC 4261, а также для южного компонента джета микроквара 1E1740.7-2942 в Центре Галактики. Для детального анализа узлов джетов галактик и микрокваров, позволяющего определить скорость джета (если направление “факела” ориентировано от ядра галактики — при покоящемся ДУ), величину напряжённости магнитного поля и т.п., необходимо иметь наблюдательные данные с высоким разрешением на разных частотах (с разрешением, например, порядка $0.1'' \div 1''$ для М 87 и $5'' \div 10''$ для микроквара в Центре Галактики). Для более удаленных источников это разрешение должно быть соответственно выше.

2. Диффузионная модель с движущимся горячим пятном

В данной работе ГП или ДУ рассматриваются нами как локализованный движущийся источник ультрарелятивистских электронов, которые затем распространяются в облако или джет, теряя свою энергию на синхротронное излучение. Мы рассматриваем наиболее универсальный — диффузионный механизм распространения электронов. (Ограничения модели обсуждаются ниже). Исходное уравнение представляет собой неоднородное кинетическое уравнение для функции распределения релятивистских электронов. Используя замену переменных в плоскости $t - E$ (или преобразование Лапласа по времени), сводим кинетическое уравнение в новых переменных к диффузионному, решение которого известно. Окончательное выражение для функции распределения при движущемся точечном источнике $\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t))$, где x и y — координаты в картинной плоскости, имеет вид

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

где

$$\alpha(\tau_+(E,t), \tau_-(E,t), \tau'_-) = \int_{-\tau_+(E,t)}^{\tau_-(E,t)} d\tau_2 D(\tau_+(E,t), \tau_2) \quad ,$$

$$\tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-) = \frac{1}{E^{-2} - \beta \cdot (\tau_+(E,t) - \tau'_-)}, \quad \tau_+(E,t) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\beta \cdot t}{2} + \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E} \right),$$

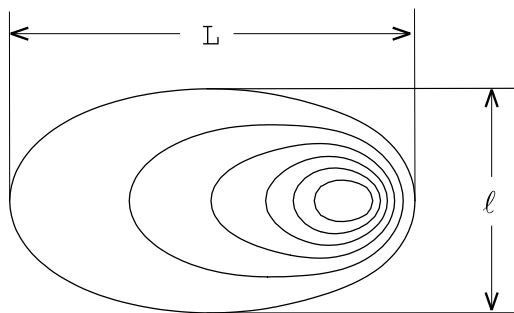
$$\tau_-(E,t) = \frac{1}{\beta} \left(\frac{\beta \cdot t}{2} - \frac{1}{E_2} + \frac{1}{E} \right), \quad \beta = \frac{32 \cdot \pi}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{W_H + W_\tau}{m^2 c^3}$$

$W_H + W_\tau$ — плотность энергии хаотического магнитного поля и излучения, $\Theta(\dots)$ — функция Хевисайда.

Интенсивность синхротронного излучения для радиоисточника, разрешённого диаграммой направленности радиотелескопа, равна в области прозрачности

$$I(\nu, t, r) = \frac{\sqrt{3} \cdot e^3}{m \cdot c^2} \int_{E_1}^{E_2} dE \int_S dR \cdot N(E, t, r) H \frac{\nu}{\nu_C} \int_{\nu/v_C}^{\infty} d\eta \cdot K_{5/3}(\eta), \quad \nu_C = \frac{3eH}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (2)$$

где H — проекция магнитного поля на экранную плоскость, $\int_S dR$ — интеграл по лучу зрения. Мы используем стандартные обозначения, $K_{5/3}$ — модифицированная функция Бесселя. Спектр инжекции предполагается степенным ($E^{-\gamma_0}$) с $\gamma_0 = 2$ в интервале энергий $E_1 < E < E_2$ и равным нулю вне него. Инжекция включается в момент времени $t = 0$, соответствующий началу процесса эффективного ускорения частиц. Таким образом, по функции распределения $N(E, t, \mathbf{r})$ с учётом (2) можно строить карты распределения интенсивности. В данной работе мы полагаем коэффициент диффузии постоянным ($D \equiv D_0$). Численные расчёты проводились в пакете *Mathematica 4.1*. Так как интенсивность излучения отдельного электрона (множитель справа от магнитного поля в (2)) острая функция частоты, мы для упрощения расчетов заменяли его дельта-функцией, т.е. считали $\nu \approx \nu_C$.



Распределение интенсивности (“факел”) при $V > V_{dif}$.

Параметрами задачи являются “время жизни” электрона с энергией E : $\tau \approx 1/\beta E$; “диффузионная длина”: $\lambda_{dif} \equiv \sqrt{D_0 \tau}$ и “диффузионная скорость”: $V_{dif} \equiv \sqrt{D_0/\tau}$, отношение которой к продольной скорости V и поперечной скорости ГП или ДУ V_\ominus определяет форму облака на данной частоте. Кроме того, параметром может быть величина магнитного поля H . Варьируя параметры, добиваемся сходства модельного и наблюдаемого изображения источника.

Для качественного анализа и предварительных оценок используем “геометрические” соображения. Так, зная продольный L и поперечный l размеры ДУ (рис.1), можно оп-

ределить относительную скорость: $V \approx \beta E(L-l)$. Если плотность энергии излучения мала по сравнению с плотностью энергии магнитного поля ($W_H \gg W_r$), что имеет место для джета микроквара 1E1740-2942 и NGC 4261, тогда напряжённость магнитного поля, согласно выражению для времени жизни электрона, связана с энергией следующим образом (в системе CGS):

$$H^2 \cdot E \approx 2 \cdot 10^{-6} \frac{V/10^{10} \text{ см/с}}{(L-l)/1 \text{ пк}}. \quad (3)$$

С другой стороны, из $v = v_c$ следует

$$H \cdot E^2 \approx 10^{-19} v. \quad (4)$$

Из (4) и (3) находим значение магнитного поля (и энергию излучающего на данной частоте электрона) как функцию известных на данной частоте геометрических параметров и скорости узла.

3. Узловая структура джета М 87

Килопарсекковый выброс гигантской эллиптической галактики М 87 (центральной в скоплении Дева), который наблюдается не только в радио- и оптическом, но и в рентгеновском диапазоне, имеет узловую структуру [4,8,10]. В джете наблюдается около 10 узлов с линейным размером от 10 пк до 100 пк. Применяя диффузионную модель, мы получили распределение интенсивности для двух узлов джета М 87: А+В на длине волны 6 см.

Найденными при этом параметрами задачи являются составляющие скорости узла А $V_{Ax} = 0.509 \cdot c$, $V_{Ay} = -0.083 \cdot c$; узла В $V_{Bx} = 0.62 \cdot c$, $V_{By} = -0.16 \cdot c$, $D_0 = 5 \cdot 10^{29} \text{ см}^2$, $H = 10^{-5} \text{ Гс}$. Параметры, например для скорости V_{Ax} узла А, следующие $\tau = 8 \cdot 10^{10} \text{ с}$, $\lambda_{dif} = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}$, $V_{dif} = 2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$.

4. Джет микроквара 1E1740-2942^(по [8])

Открытые недавно микроквары [7] представляют собой двойные звездные системы, в которых аккреция на компактный компаньон порождает аккреционный диск и джет, напоминающие в малом масштабе структуру квазара. В микрокваре 1E1740-2942, который находится в Центре Галактики, наблюдаются два компонента джета.

Мы моделируем южный компонент джета, получив распределение интенсивности для следующих значений параметров: $V_x = -0.65 \cdot c$, $V_y = -0.25 \cdot c$, $D_0 = 3 \cdot 10^{27} \text{ см}^2$, $t = 1.5 \cdot 10^8 \text{ с}$, $\lambda = 20 \text{ см}$ и $H = 0.6 \text{ Гс}$, что соответствует $\tau = 9 \cdot 10^7 \text{ с}$, $\lambda_{dif} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}$, $V_{dif} = 6 \cdot 10^9 \text{ см/с}$.

5. Парсековый джет в NGC 4261

NGC 4261 является галактикой E2-типа, которая ассоциируется с радиоисточником низкой светимости 3C270. В ядре NGC 4261 содержится компактный объект (центральная чёрная дыра) с массой $7 \cdot 10^8 M_{\odot}$ и ядерный диск газа и пыли с диаметром около 300 *пк*, обнаруженный с помощью Хаббловского космического телескопа [5]. Кроме того, в 1997 году VLBI-наблюдения на частотах 1.6 ГГц и 8 ГГц показали существование там симметричных джета и контрджета размером порядка парсека, которые вытянуты вдоль килопарсековых джетов [6]. Также была обнаружена, а в последствие подтвердилась и другими наблюдениями, область с низкой эмиссией со стороны контрджета на расстоянии 0.1 *пк* от ядра, которая интерпретируется как свободно-свободное поглощение небольшим, но достаточно плотным внутренним аккреционным диском. Из видимой скорости радиоджета, которая составляет $0.52 \pm 0.07 \cdot c$ и яркостного контраста джет/контрджет, была рассчитана внутренняя скорость джета: $(0.46 \pm 0.02 \cdot c)$ [9]. На рис.6 показаны изофоты NGC 4261, полученные из VLBI-наблюдений на частоте $\nu = 8.387$ ГГц [6]. В наблюдаемом джете факел ориентирован от центра к периферии, что свидетельствует о том, что ударная волна неподвижна или ее скорость мала по сравнению со скоростью джета. В этих условиях излагаемый подход позволяет определить непосредственно скорость джета, что другими методами сделать затруднительно. Для этого достаточно перейти в систему, где движется ДУ, а джет покоится, и применить предыдущую технику.

Учитывая скорость джета $V_x = -0.52 \cdot c$ [9], получаем карту распределения интенсивности (рис.7) для следующих параметров: $D_0 = 3 \cdot 10^{27} \text{ см}^2$, $t = 1.5 \cdot 10^8 \text{ с}$, $\nu = 8.387$ ГГц, $H = 10^{-2} \text{ Гс}$.

6. Обсуждение

Рассматриваемый подход позволяет также строить распределение спектральных индексов по источнику, которые несут важную физическую информацию и измерены для многих объектов. Мы не приводим здесь эти данные, которые вычислены в рамках настоящей программы. В жесткой области спектра (рентген, гамма) излучение электронов может быть уже не чисто синхротронным, а преимущественно комптоновским (либо на реликтовом излучении, либо на излучении центрального источника, либо на собственных синхротронных квантах). Полученное распределение электронов позволяет строить карты источников и при этих процессах. Ограничение чисто диффузионного подхода заключается в том, что преобладающую роль в распространении электронов в определенных случаях может играть течение. Это не изменяет принципиально постановки задачи: локальный источник (ГП или ДУ), распространяющиеся от него электроны, испытывающие синхротронно-комптоновские потери. Но форма факела начинает зависеть от дополнительных параметров. В особенности существен учёт течения на низких частотах — вдали от источника электронов. Кроме того, важным параметром

является угол, под которым джет движется на (или от) наблюдателя.¹ Заметим, что если получаемые значения D изменяются с частотой для данного узла, это может свидетельствовать об энергетической зависимости коэффициента диффузии, учет которой не вызывает особых затруднений. Если же на разных частотах для того, чтобы удовлетворить наблюдательным характеристикам источника, напряжённость магнитного поля должна иметь разные значения, то это может служить косвенным доказательством возможной неоднородности магнитного поля, что (равно как и неоднородность D) при движении узлов влечет значительное усложнение вычислений.

Работа частично поддержана грантом INTAS 00-00292.

1. Физика внегалактических источников радиоизлучения / Под ред. Р. Д. Дагкесаманского. М.: Мир, 1987.-365с.
2. Гестрин С. Г., Конторович В. М., Кочанов А. Е. Диффузионная модель протяжённых радиокомпонентов и струй с движущимся источником ускоренных частиц // Кинем. физ. неб. тел.-1987.-т.3.-№4.-с.57
3. Колесников Ф. М., Конторович В. М. Диффузионная модель протяжённых компонент внегалактических радиоисточников с прецессирующим джетом // Радиофизика и радиоастрономия.- 2001.-т.6.-№1.-с.32
4. Biretta J. A., Zhou F., Owen F. N. Detection of proper motion in the M 87 Jet // *Astrophys.J.*-1995.-v.447.-p.582
5. Ferrarese F., Ford H. C., Jaffe W. Evidence for a Massive Black Hole in the Active Galaxy NGC~4261 from Hubble Space Telescope Images and Spectra // *Astrophys.J.*-1996.-v.470.-p.444
6. Jones D. L., Wehrle A. E. VLBA Imaging of NGC 4261: Symmetric Parsec-Scale Jets and the Inner Accretion Region // *Astrophys.J.*-1997.-v.484.-p.186
7. Mirabel I. F., Rodriguez L. F., Cordier B., et al. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942 // *Nature.*-1992.-v.358.-p.215
8. Perlman E. S., Biretta J. A., Sparks W. B., et al. The Optical-Near-IR Spectrum of the M 87 // *astro-ph/0012044*, 2000
9. Piner B. G., Jones D. L., Wehrle A. N. Orientation and speed of the parsec-scale jet in NGC 4261 (3C270) // *Astronom.J.*-2001.-v.122.-p.2954
10. Wilson A. S., Yang Y. Chandra X-ray Imaging and Spectroscopy of the M 87 Jet and Nucleus // *astro-ph/0112097*, 2001

¹ Речь идёт не столько о величине порядка единицы, сколько о возможном движении под малым углом, как это реализуется в парсековых “сверхсветовых” струях. В приведённых примерах движение джета предполагалось происходящим в картинной плоскости.

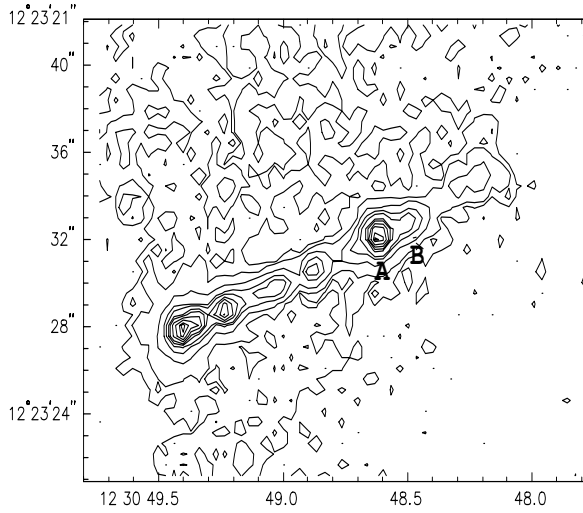


Рис. 2. Карта распределения интенсивности для джета М 87 — рентген [10]. Жёсткое излучение может быть связано с обратным эффектом Комптона.

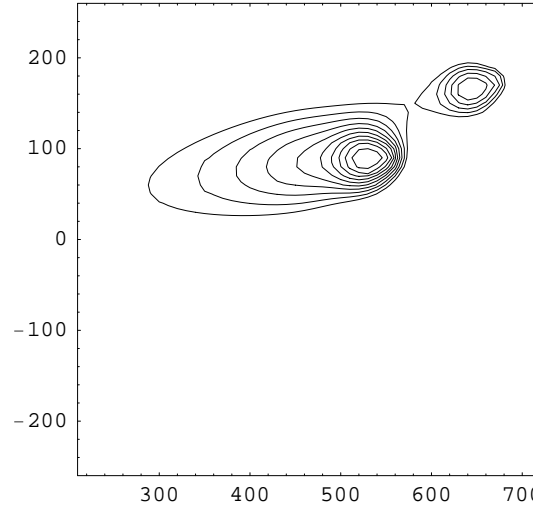


Рис. 3. Модельное распределение интенсивности для узлов джета М-87: А+В для $\lambda = 6$ см с параметрами п.3 (масштаб по осям в парсеках). Линии изофот соответствуют ослаблению интенсивности в e/k раз ($k=1, \dots, 9$).

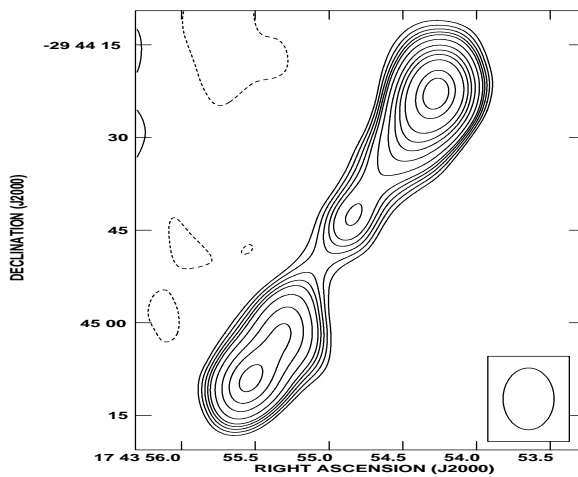


Рис. 4. Карта распределения интенсивности для микроквара 1E1740-2942 на $\lambda_{dif} = 2 \cdot 10^{20}$ см, [7].

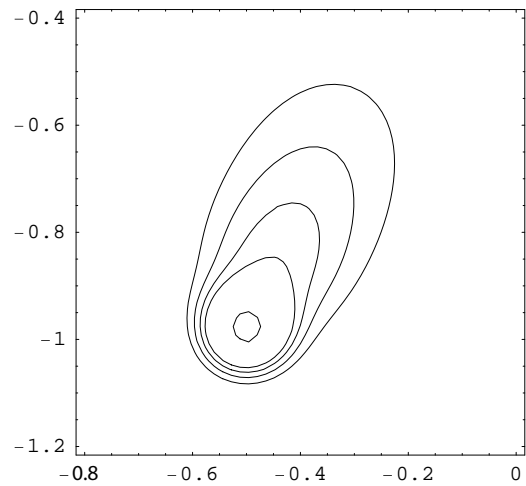


Рис. 5. Карта распределения интенсивности для микроквара 1E1740-2942 — модель (масштаб по осям в парсеках). Линии изофот соответствуют ослаблению интенсивности в $8/k$ раз ($k=3, \dots, 7$).

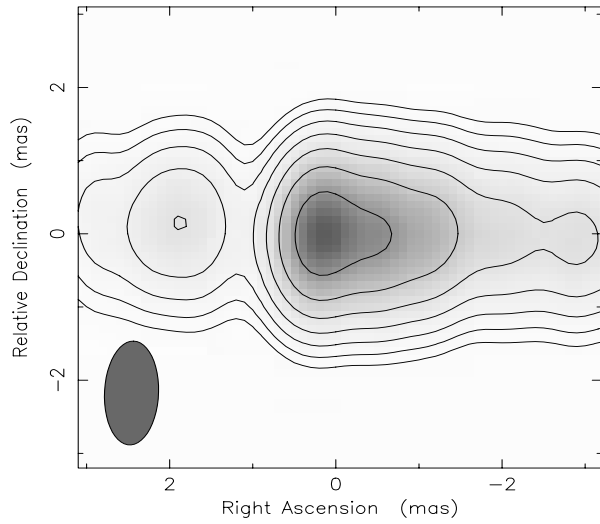


Рис. 6. Наблюдательная карта распределения интенсивности для джета NGC 4261 на частоте 8.387 ГГц [6].

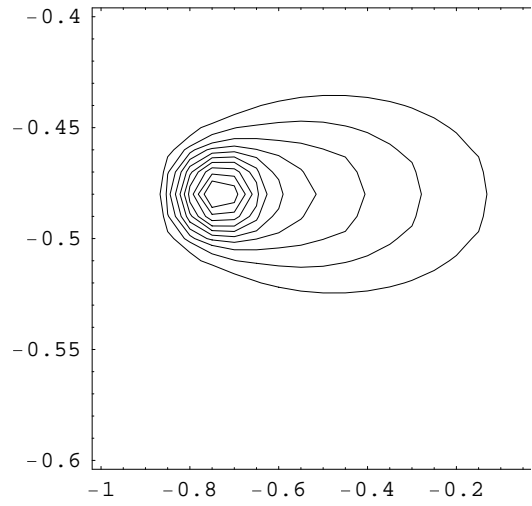


Рис. 7. Карта распределения интенсивности для джета NGC 4261 — модель (масштаб по осям в парсеках). Линии изофот соответствуют ослаблению интенсивности в $8/k$ раз ($k=1, \dots, 9$).