

Диффузионная модель протяженных компонент внегалактических радиоисточников с прецессирующим джетом

Ф. М. Колесников, В. М. Конторович

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

Статья поступила в редакцию 18 мая 2001 г.

Модель типа “ядро-гало” применяется к протяженным компонентам внегалактических радиоисточников (типа 3С 47) с прецессирующим джетом. Область инжекции (ускорения) релятивистских электронов отождествляется с “горячим пятном” и движется в соответствии с моделью прецессии, что объясняет асимметрию радиооблаков как в продольном, так и в поперечном направлениях. В диффузионном приближении с учетом синхронных потерь найдены распределения интенсивности излучения по облаку при различных скоростях движения “горячих пятен”, параметрах прецессии и углах зрения, под которыми виден источник. Объясняется увеличение размеров и асимметрии облака с понижением частоты наблюдения и некоторые особенности его формы, в том числе наличие “старого горячего пятна” наряду с более компактным “новым”.

Модель типу “ядро-гало” застосовується до подовжених компонентів позагалактичних радіоджерел (типу 3С 47) із прецесуючим джетом. Область інжекції (прискорення) релятивістських електронів ототожнюється із “гарячою плямою” і рухається відповідно до моделі прецесії, що пояснює асиметрію радіохмар як у подовжньому, так і у поперечному напрямках. У дифузійному наближенні з урахуванням синхронних втрат знайдено розподіл інтенсивності випромінювання по хмарі при різноманітних швидкостях руху “гарячих плям”, параметрах прецесії та кутах зору, під якими видно джерело. Пояснюється збільшення розмірів і асиметрії хмари із зниженням частоти спостереження та деякі особливості її форми, у тому числі наявність “старої гарячої плями” поряд із компактнішою “ною”.

Введение

Исследование внегалактических радиоисточников на низких частотах, в частности, с использованием декаметровый интерферометрии [1] делает актуальным анализ моделей, которые позволяют проследить за изменением радиокарт протяженных компонент по мере уменьшения частоты наблюдения.

Для этих целей нам представляется весьма удобной диффузионная модель с движущимся “горячим пятном” (ГП). Согласно ус-

тановившейся точке зрения¹ энергия поступает в протяженные компоненты (радио лопасти – lobes) по узким коллимированным струям – джетам [4]. Место остановки джета межгалактической средой – “горячее пятно” – представляет собой структуру, содержащую ударные волны, на которых происходит эффективное ускорение частиц до релятивистских энергий [5]. В диффузионной мо-

¹Обсуждение альтернативных возможностей можно найти в интересной статье [11], снабженной богатым списком цитированной литературы.

дели предполагается, что релятивистские электроны, теряя энергию на синхротронное излучение, диффундируют в окружающее радиооблако, формируя протяженную компоненту радиогалактики или квазара². Теория диффузионного распространения космических лучей детально разработана, в частности, в работах школы В. Л. Гинзбурга и С. И. Сыроватского [6]. Существенным пунктом нашего подхода является представление о движении ГП – месте инжекции релятивистских электронов. Развита на этой основе модель позволяет описывать форму и спектр, а также распределение спектральных индексов, поляризаций и других свойств в зависимости от частоты и ориентации источника [2, 7, 8].

В настоящей работе мы используем представление о движущемся ГП для описания формы и свойств объектов типа квазара ЗС 47 [9, 10], в которых несимметричное положение и изгиб джета в сочетании с характерной двойной структурой пятен позволяет привлечь для описания источника представление о прецессии (или колебании) джета³. В пользу возможной прецессии говорят также данные о неколлинеарности⁴ парсекового и килопарсекового джетов в ЗС 47. Однако обсуждение этих данных выходит за пределы нашей статьи (см. [13, 14]).

²Согласно унифицированной модели [12] разница между последними состоит скорее в угле зрения, чем в физической природе объекта: у радиогалактики центральная часть источника в центре активной галактики закрыта от наблюдателя газо-пылевым тором. Протяженные же компоненты могут быть вполне идентичны.

³Килопарсековый джет источника ЗС 47 обнаруживает заметный “излом”, в частности, вблизи ГП. Направление излома (см. рис. 2, а) может свидетельствовать о том, что по отношению к проекции на картинную плоскость начинается обратное движение джета от положения, максимально удаленного (“точки поворота”) при прецессии. Этой деталью мы будем пренебрегать.

⁴Отметим, что такое несовпадение в ряде случаев весьма кардинально (угол составляет около 90 градусов [13]) и дает повод к обсуждению альтернативных моделей [11]. Заметим, что здесь могут иметься подводные камни в интерпретации наблюдений. Так, свечение движущегося на наблюдателя участка релятивистского ударного фронта может имитировать РСДБ компоненту, в то время как собственное движение джета остается невидимым [21].

Прецессия, т. е. регулярное изменение направления оси вращения, характерна для поведения нешаровых волчков [15] и для центра активной галактики двойной системы [16] может представлять собой обычное явление. Прецессирующий джет наблюдается и детально обследован в галактическом “миниквазаре” SS 433 [17], а также дискутировался для ряда внегалактических источников [18]. Применительно к интересующей нас структуре радиооблаков в ярких к краю FR II источниках возможность прецессии джетов (на примере Лебедя А) обсуждалась Ю. Барышевым [19]. Мы остановимся на простейшем случае регулярной прецессии (с некоторым обобщением позволяющим перейти от прецессии к колебанию), хотя, безусловно, возможны более сложные типы движений оси.

1. Параметры задачи

Характерный временной масштаб, определяемый синхротронными (и комптоновскими) потерями, есть “время жизни” электрона с энергией E :

$$\tau \sim \frac{1}{\beta E}, \quad \beta = \frac{32\pi}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{W_H + W_\tau}{m^2 c^3}, \quad (1.1)$$

где $(W_H + W_\tau)$ – плотность энергии хаотического магнитного поля H и излучения. Диффузия, описываемая коэффициентом D (см. (П.1)), в сочетании с этим временем определяет т. н. “диффузионную длину”

$$\lambda_{\text{dif}} \cong \sqrt{D\tau}, \quad D = D_0 \left(\frac{E}{E_D} \right)^\mu. \quad (1.2)$$

Здесь для D принята традиционная степенная зависимость от энергии. Комбинация (1.1) и (1.2) дает “диффузионную скорость” V_{dif} :

$$V_{\text{dif}} \sim \frac{\sqrt{D\tau}}{\tau} = \sqrt{\frac{D}{\tau}},$$

отношение которой к продольной скорости V и поперечной (связанной с прецессией) скорости ГП V_θ определяет форму облака на данной частоте. Для случая $V_\theta = 0$ (отсутствие прецессии) эти результаты приведены в [2].

Принимая, что электрон излучает на частоте максимума синхротронного излучения (впрочем, этим предположением мы не будем пользоваться при составлении кода программы и в численных расчетах),

$$v(E) \sim v_H \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad v_H = \frac{eH}{2\pi mc},$$

получаем зависимость от частоты для диффузионных параметров:

$$\tau \propto 1/\sqrt{v}, \quad \lambda_{\text{dif}} \propto v^{\frac{\mu-1}{4}}, \quad V_{\text{dif}} \propto v^{\frac{\mu+1}{4}}.$$

С учетом размерных множителей эти соотношения принимают вид:

$$\tau \sim \tau_c \sqrt{\frac{v_H}{v}}, \quad \lambda_{\text{dif}} \sim \lambda_c 4 \sqrt{\frac{v_H}{v_D^\mu}} v^{\frac{\mu-1}{4}},$$

$$V_{\text{dif}} \sim \sqrt{\frac{D_0}{\tau_c (v_H v_D^\mu)^{1/2}}} v^{\frac{\mu+1}{4}},$$

где $\tau_c \equiv (\beta mc^2)^{-1}$ и $\lambda_c \equiv \sqrt{D_0 \tau_c}$ – время жизни и диффузионная длина при $v = v_H$, $\mu = 0$; а частота v_D соответствует нормировочной энергии E_D при $\mu \neq 0$. В частности, при $\mu = 1$ λ_{dif} не зависит от частоты.

Напомним, что $\mu = 1$, т. е. линейной зависимости $D(E)$ соответствует линейный спектр (однородного) неразрешенного источника с показателем (индексом) спектра $\alpha = 1$ [7]. Именно такой спектр наблюдается у ЗС 47 [9]. Поэтому естественно было бы, анализируя его свойства, выбрать $\mu = 1$. Однако имея в виду, что прецессия, которая нас интересует, и вид

спектра источника напрямую не связаны между собой, мы ограничимся более простым примером не зависящего от энергии коэффициента диффузии. В этом случае $\lambda_{\text{dif}} \propto v^{-1/4}$, $\tau \propto v^{-1/2}$ и продольный размер $L \sim V\tau$ растет быстрее поперечного l , что создает тенденцию к увеличению вытянутости радиооблака в продольном направлении.

2. Диффузионная модель радиооблаков

с движущимся горячим пятном

Функция распределения релятивистских электронов $N = N(E, t, \mathbf{r})$ удовлетворяет кинетическому уравнению [2, 6, 7] с источником $Q = Q(E, t, \mathbf{r})$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial (B(E)N)}{\partial E} - D(E)\Delta N = Q, \tag{2.1}$$

$$\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Второе слагаемое описывает синхротронные и комптоновские потери электрона

$$B(E) = -\beta E^2,$$

где коэффициент синхронных потерь β дается формулой (1.1), а $D = D(E)$ – формулой (1.2). Для упрощения модели в настоящей работе мы пренебрегаем возможной зависимостью коэффициента диффузии D и магнитного поля H от координат (ср. [2]).

Правую часть выражения (2.1) выберем отвечающей точечному источнику релятивистских электронов (ГП), равномерно движущемуся вдоль оси x и совершающему равномерное вращение по поверхности конуса с углом раскрытия, определяемым углом (регулярной) прецессии. Спектр инжекции предполагается степенным в интервале энергий $E_2 > E > E_1$ и равным нулю вне него. Инжек-

ция включается в момент времени $t = 0$, соответствующий началу процесса эффективного ускорения частиц. Этому соответствует функция $Q = Q(E, t, \mathbf{r})$ вида:

$$Q(E, t, \mathbf{r}) = Q_0 \delta(x - x(t)) \delta(y - y(t)) \times \delta(z - z(t)) E^{-\gamma_0} \Theta(t) \Theta(E_2 - E) \Theta(E - E_1),$$

где

$$x(t) = x_0 + Vt;$$

$$y(t) = x(t) \operatorname{tg} \theta \cos(\omega t + \psi);$$

$$z(t) = x(t) \operatorname{tg} \theta \sin(\omega t);$$

x_0 – точка включения источника в момент времени $t = 0$; V – скорость движения источника; θ – угол разлета джета; ω – частота прецессии джета; ψ – разность фаз, определяющая форму конуса прецессии; Θ – функция Хевисайда. Значение x_0 в дальнейшем принималось равным нулю. Верхняя и нижняя границы энергетического спектра инжекции выбраны так, что они соответствуют энергиям электрона, излучающего на частотах 10 МГц и 10 ГГц соответственно. Таким образом, мы перекрываем возможный диапазон наблюдений вплоть до частот, где может оказаться существенным поглощение.

Траектория движения источника релятивистских электронов в плоскости, перпендикулярной оси источника, есть в общем случае раскручивающаяся винтовая спираль (рис. 1).

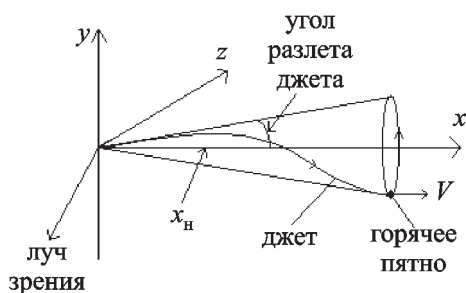


Рис. 1. Схематическое изображение траектории движения источника инжекции релятивистских электронов (ГП) в диффузионной модели

3. Схема решения

Предполагаем, что эффекты ограничения диффузии внешней средой несущественны. Для нахождения функции распределения N можно применить к (2.1) преобразование Лапласа по времени (ср. [2]). Уравнение для Лаплас-образа $N^*(E, p, \mathbf{r})$ может быть приведено к уравнению диффузии, решение которого известно (в Приложении мы приведем вывод, не используя метод Лапласа). Из выражения для $N^*(E, p, \mathbf{r})$ с помощью формулы обращения Меллина найдем искомую функцию распределения $N(E, t, \mathbf{r})$.

Интенсивность синхротронного излучения для источника, разрешенного диаграммой направленности радиотелескопа, как известно, равна [6]:

$$I = \frac{\sqrt{3}}{m} \frac{e^3}{c^2} \int_{E_1}^{E_2} dE \int_S dR N H \frac{v}{v_c} \int_{v/v_c}^{\infty} d\eta K_{5/3}(\eta), \quad (3.1)$$

$$v_c = \frac{3eH}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2,$$

где H – проекция магнитного поля на экранную плоскость, $\int_S dR$ – интеграл по лучу зрения.

Зная функцию распределения $N(E, t, \mathbf{r})$, можно по этой формуле строить карты распределения интенсивности. (Аналогично находят все параметры Стокса).

4. Квазар 3С 47

3С 47 является одним из самых мощных и самых больших радионисточников типа FR II. Его красное смещение $z = 0.425$, линейный размер области радиоизлучения составляет 305 кпс (при значении постоянной Хаббла $H_0 = 75 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ и параметре замедления $q_0 = 0.5$ [9]). На рис. 2, а представлена карта полной интенсивности 3С 47 на частоте 4885 МГц [9]. Здесь видны две разрешен-

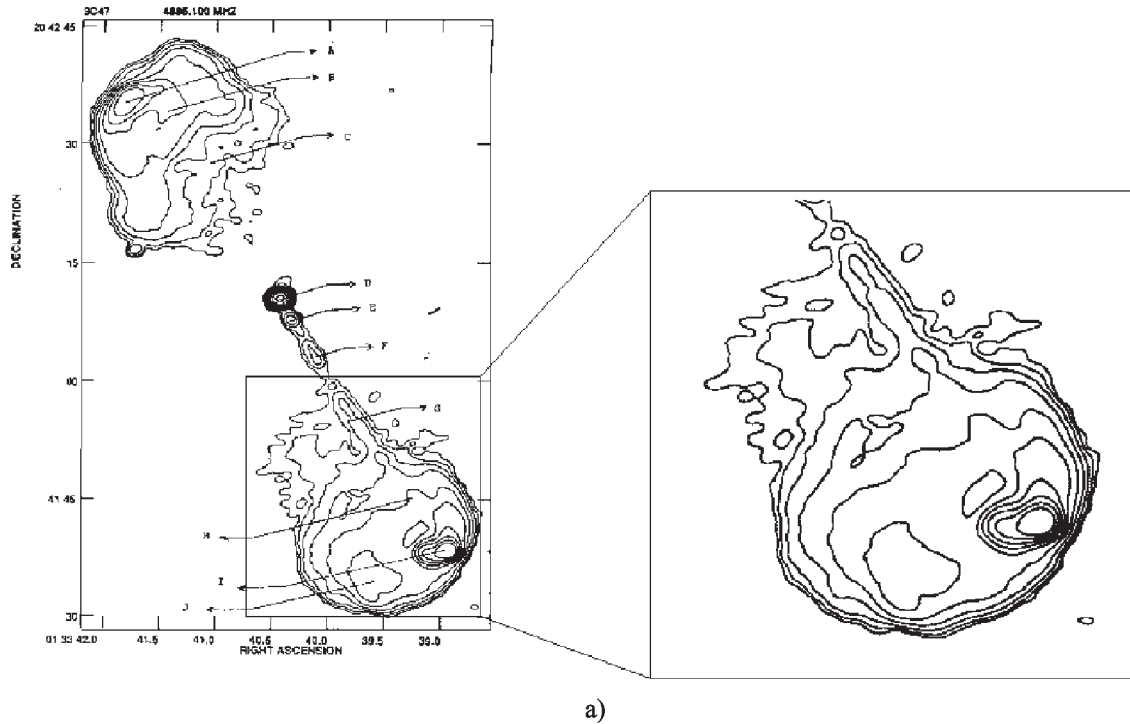


Рис. 2. а) Квазар 3С 47 на частоте 4885 МГц (Fernini, J. P. Leahy, J. O. Burns, J. P. Basart [9]). Максимальный поток равен 0.19608 Ян/луч ; уровни изофот соответствуют $2^k \cdot 10^{-4} \text{ Ян/луч}$; $k = -1, 0, \dots, 10$. Мы интересуемся юго-западной протяженной компонентой с двумя ГП (I – новое положение ГП, J – его старое положение). В правой части рисунка показано увеличенное изображение юго-западной компоненты

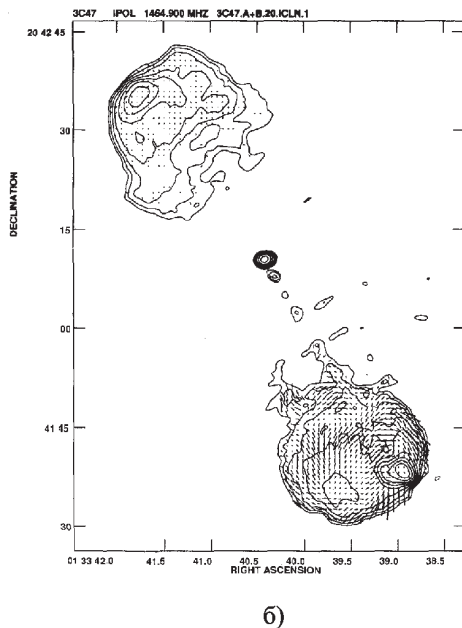


Рис. 2. б) Квазар 3С 47 на частоте 1456 МГц (Fernini, J. P. Leahy, J. O. Burns, J. P. Basart [9]). Максимальный поток равен 0.28410 Ян/луч ; уровни изофот соответствуют $2^k \cdot 6 \cdot 10^{-4} \text{ Ян/луч}$; $k = -1, 0, \dots, 10$. Штрихи обозначают векторы напряженности электрического поля (в нашем случае не рассматриваются)

ные протяженные компоненты, одна из которых (юго-западная) соединяется джетом с центральным ядром, джет северо-восточной компоненты не виден. Внутри юго-западной компоненты (ближе к внешнему краю) видны два ГП – I и J, – одно из которых (I) более компактное. Спектральные индексы равны 0.3 и 0.77 для I и J соответственно. Наблюдаемый джет изогнут по всей своей длине [9] и может быть продолжен внутрь протяженной компоненты, где он искривляется еще сильнее и направлен в сторону более компактного ГП (см. рис. 2, а, б). В 3С 47 наблюдаются также сверхсветовые движения, оценка угла между лучом зрения и направлением распространения компактных сверхсветовых компонент имеет нижний предел 7.5° и верхний 37° [14].

Есть несколько возможных объяснений наблюдаемой односторонности джета: а) в данное время джет действительно односторонний [22]; б) джеты есть с двух сторон, но один из них менее ярк [23]; в) джеты имеют оди-

наковую интенсивность, но эффект Доплера увеличивает поверхностную яркость джета, более близкого к лучу зрения [24]; г) излучение от джета, распространяющегося в направлении к наблюдателю, проходит меньший путь через среду, чем излучение от противоположного джета (сочетание доплеровского эффекта и внешней деполяризации) [9].

Наличие двух ГП в юго-западной компоненте и различие их спектральных индексов можно объяснить тем, что менее компактное ГП *J* (см. рис. 2, а, б) с большим спектральным индексом – это более старое крайнее положение конца прецессирующего джета [19], более компактное ГП *I* – действительное положение конца джета. Винтовая траектория прецессирующего джета в проекции на картинную плоскость проявляет себя как видимое искривление джета.

В 3С 47 компактное пятно в юго-западной компоненте находится дальше от центрального ядра, чем пятно в северо-восточной компоненте. Отношение расстояния от пятна в юго-западной компоненте до ядра к расстоянию от пятна в северо-восточной компоненте до ядра составляет 1.25. Из асимметрии положения ГП возможно сделать оценку скорости их движения в направлении от центрального ядра [9]: т. к. юго-западное компактное пятно находится ближе к нам, чем пятно северо-восточное, то сигналы, прибывающие к нам в некоторый момент времени, покинули юго-западное ГП позже, чем северо-восточное. Если ГП движутся с некоторой одинаковой постоянной скоростью $\beta_{hs}c$, то отношение расстояний от двух ГП в протяженных компонентах до центрального ядра $D = d_1/d_2 = (1 + \beta_{hs} \cos \alpha)(1 - \beta_{hs} \cos \alpha)^{-1}$, т. е. произведение скорости ГП на косинус угла поворота оси 3С 47 к лучу зрения постоянно и равно

$$\beta_{hs} \cos \alpha = (D - 1)(D + 1)^{-1}. \quad (4.1)$$

Ниже мы используем такое ограничение, не придавая ему, впрочем, буквального смысла. Мы также используем оценку величины

магнитного поля в протяженных компонентах 3С 47, которая согласно [9, 10] составляет $H \sim 8 \cdot 10^{-5}$ Гс.

5. Распределение интенсивности

В рамках диффузионной модели мы пытаемся объяснить часто наблюдаемую морфологическую особенность протяженных компонент двойных внегалактических радиисточников (типа FR II), а именно присутствие в протяженной компоненте радиисточника нескольких ГП. В настоящем разделе приведены результаты численного расчета карт интенсивности протяженной компоненты с прецессирующим джетом (в модели сам джет не рассматривается, учитывается только область инжекции релятивистских частиц – ГП *I*, см. рис. 2, а). Как было сказано выше, полагается, что менее компактное с большим спектральным индексом ГП (компонента *J*, см. рис. 2, а) – это предыдущее положение конца джета, который либо прецессирует⁵, либо изменил направление своего движения.

Простым иллюстративным примером применения диффузионного подхода к радиисточникам с прецессирующим джетом является построение карты интенсивности для источника, расположенного под малым углом к картинной плоскости⁶. На рис. 3 приведена рассчитанная для такого случая по формуле (3.1) карта интенсивности синхротронного излучения релятивистских электронов с функцией распределения $N = N(E, t, \mathbf{r})$ (см. П. 7). (Параметры модели выбирались в данном случае из соображений наглядности без привязки к конкретному источнику). Видны два пятна – старое и новое. Старое положение ГП

⁵В случае прецессии мы должны видеть область большей оптической толщины, соответствующей (в проекции) точкам поворота конца джета. Поэтому время при вычислениях мы в дальнейшем выбираем кратным числу периодов прецессии.

⁶Таким источником может служить, например, радиогалактика Лебедь А, где угол джета к лучу зрения близок к 50°.

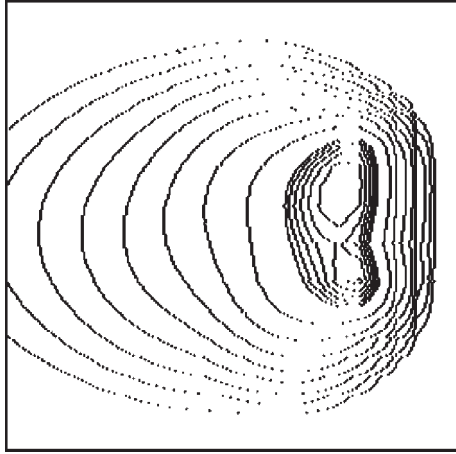


Рис. 3. Карта интенсивности модельного источника (карта построена на частоте 3 ГГц, источник лежит в картинной плоскости: $\alpha = 90^\circ$). Уровни изофот соответствуют ослаблению в 1.1, 1.2, ..., 1.9 и 2^k ($k = 1, 2, \dots, 9$) раз. Для наглядности введен меньший шаг изофот в области ГП. Масштаб области построения соответствует 20'' по обеим осям. На рис. 3-5 ось x расположена горизонтально (ср. рис. 1)

находится ближе к ядру источника⁷. Из отношения интенсивностей пятен S_{new} и S_{old} , соответственно для нового и старого положения ГП, можно оценить период прецессии (в единицах времени жизни электрона) $T = 2\tau \ln(S_{\text{new}} S_{\text{old}}^{-1})$ и продольную V и поперечную V_θ скорости движения ГП: $V = 2\delta_{\parallel} T^{-1}$, $V_\theta = \pi\delta_{\perp} T^{-1}$, где δ_{\parallel} – разность расстояний от пятен до центрального ядра, δ_{\perp} – расстояние между пятнами.

В случае 3С 47 (см. рис. 2, б) угол между лучом зрения и осью источника точно не известен и имеются только оценки его верхнего и нижнего пределов: 30 и 75° соответственно [9]. Поэтому мы строим карты для разных углов к лучу зрения α . Для каждого значения угла α скорость движения ГП β_{hs} вдоль оси источника выбирается в соответствии с (4.1). В качестве параметра модели,

⁷В случае малых углов между лучом зрения и осью источника поворот источника вокруг своей оси может привести к обратной ситуации, когда старое положение горячего пятна наблюдатель видит дальше от ядра, чем новое.

определяющего продольный размер протяженного компонента, выбираем отношение скорости движения источника инъекции электронов вдоль оси x к диффузионной скорости электронов V/V_{dif} , где $V \equiv \beta_{hs}c$. Поперечный размер определяется углом разлета джета θ и диффузионной длиной. При этом для каждого набора параметров коэффициент диффузии D оцениваем как

$$D = \frac{\lambda^2}{\tau} = V_{\text{dif}}^2 \tau = (V/V_{\text{dif}})^2 \beta_{hs}^2 c^2 (\beta E)^{-1}.$$

Стремясь получить распределение излучения, подобное распределению для юго-западной протяженной компоненты, мы варьировали значение V/V_{dif} (от 5 до 15), тем самым изменяя продольный размер протяженного компонента на данной частоте (1400 МГц). Расположение ГП и его старого положения задается числом осцилляций источника инъекции электронов на длине джета n и значением разности фаз ψ (которая определяет форму траектории). Вначале мы фиксировали число осцилляций $n = 10$ и разность фаз $\psi = 70^\circ$ и изменяли значение V/V_{dif} для разных углов α (см. рис. 4), чтобы найти отношение продольного и поперечного размеров компонента. Далее для поиска положений пятен, соответствующих компактным компонентам I и J в 3С 47 (см. рис. 2, а), подбирались параметры n (изменялся от 1 до 30) и ψ (от 10 до 90°) при фиксированных α и V/V_{dif} (см. рис. 5). Изменяя n и ψ , мы стремились подобрать конфигурацию двух компактных компонент в протяженной компоненте, подобную конфигурации пятен I и J в юго-западной компоненте 3С 47. Таким образом, для протяженной компоненты радиоисточника мы получили следующие оценки параметров модели и траектории движения области инъекции:

$$20^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ, \quad 5 \leq V/V_{\text{dif}} \leq 7,$$

$$10 \leq n \leq 30, \quad 45^\circ \leq \psi \leq 90^\circ.$$

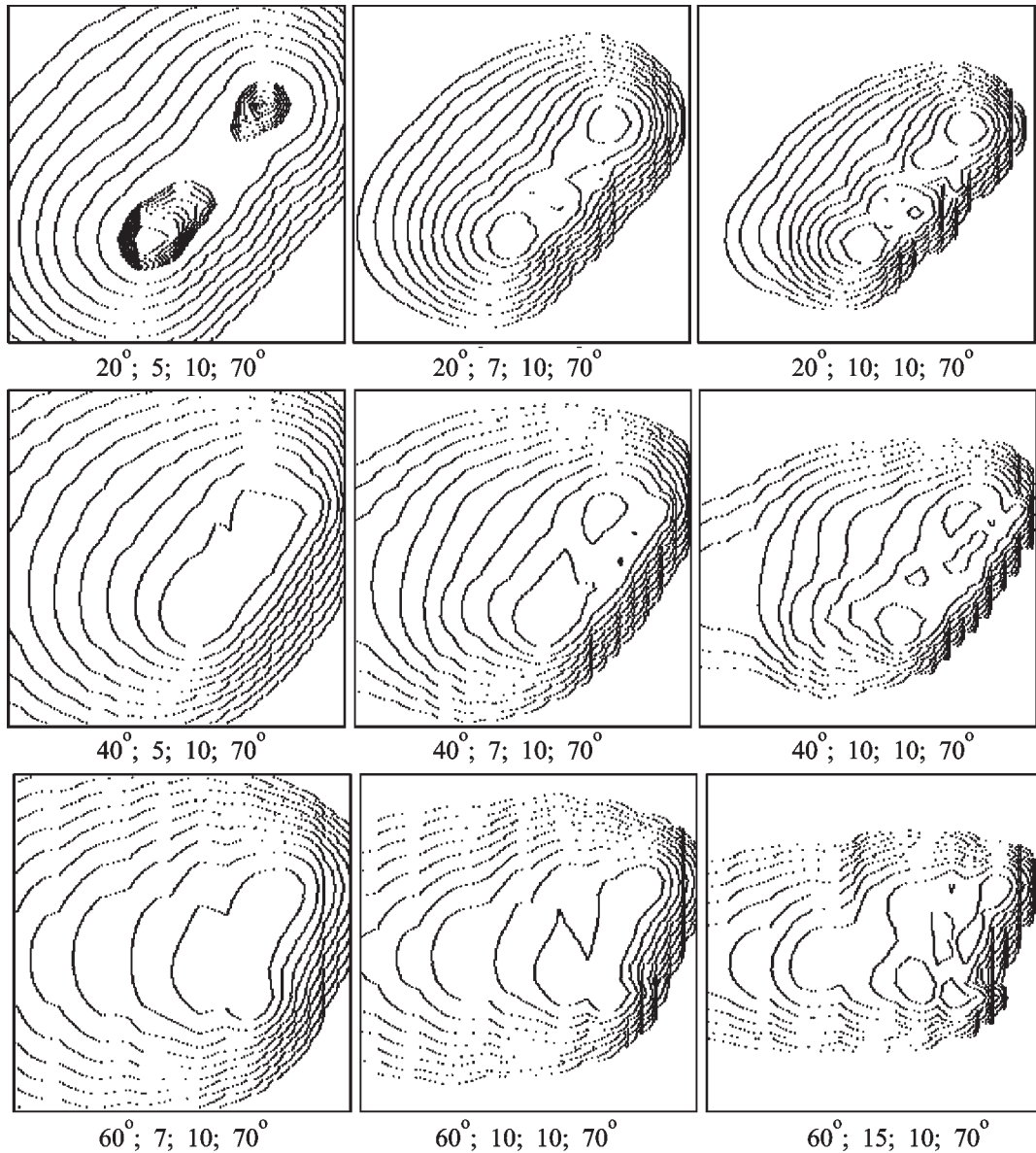


Рис. 4. Полученные численно карты уровней интенсивности на частоте 1400 МГц. Уровни изофот соответствуют ослаблению в 2^k ($k = 0, 1, \dots, 9$) раз. Под картами в следующем порядке перечислены параметры: α – угол поворота источника к лучу зрения; V/V_{diff} – отношение скорости движения источника инжекции к диффузионной скорости электронов; n – число осцилляций джета на длине компоненты; ψ – разность фаз. n, ψ – фиксированы, α и V/V_{diff} – меняются. Масштаб области построения соответствует $20''$ по обеим осям

Из полученных оценок для разности фаз следует, что эллипс прецессии сильно вытянут. Возможно также, что джет в квазаре 3С 47 совершает движение, которое является не прецессией, а колебанием, или переме-

щается из одного крайнего положения в другое (ψ близка к 90°). Для понимания характера движения джета могут играть роль конечные размеры ГП (что в данной работе учтено не было).

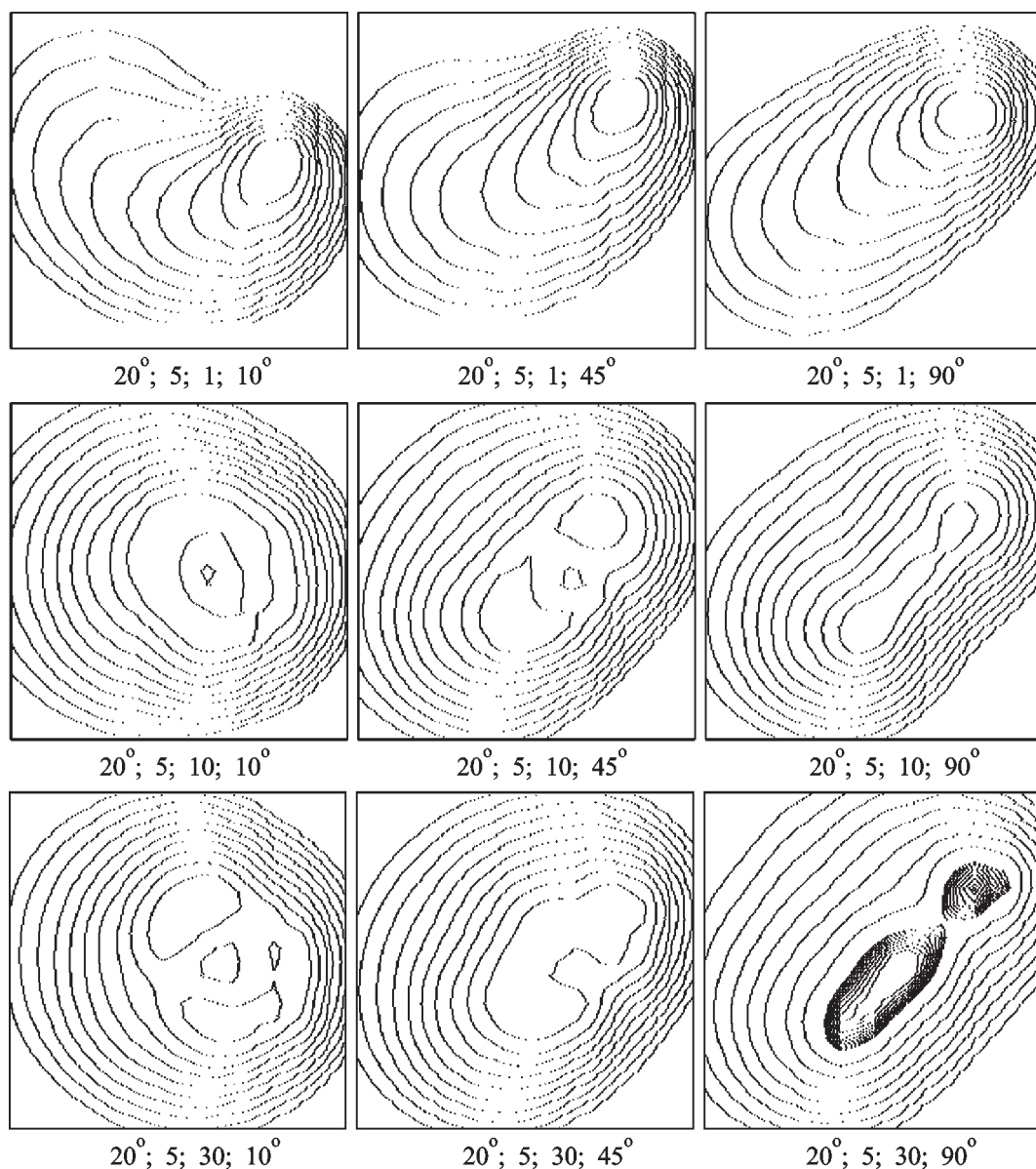


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но α и V/V_{dif} – фиксированы, а n и ψ – меняются. Масштаб области построения соответствует $20''$ по обеим осям

Заключение

Приведенные выше результаты демонстрируют, на наш взгляд, перспективность и удобство использования диффузионной модели (типа “ядро-гало”) с движущимся источником инжектируемых электронов (движущимся “горячим пятном”) [2, 3] для анализа протяженных компонент радиогалактик

и квазаров и определения их физических параметров.

Совместное влияние диффузии и потерь формирует неоднородное распределение релятивистских электронов, которое при ряде упрощающих предположений находится аналитически. Знание функции распределения электронов позволяет найти распределение интенсивности по источнику [2, 3, 8] и постро-

ить карту изофот в достаточно сложных случаях, что было продемонстрировано выше на примере источника с прецессирующим джетом. Кроме того, этот подход позволяет построить распределение спектральных индексов по радиооблаку [2], найти параметры Стокса и распределение поляризации по облаку, учесть реабсорбцию в источнике [8] и (при дополнительной информации) поглощение на луче зрения, а также, что очень существенно, определить зависимость всех параметров от частоты [2, 8] и ориентации радионисточника [8]. При необходимости возможен учет границ области распространения релятивистских электронов [7] или области, занятой хаотическим магнитным полем. В схему расчетов может быть введено условие неоднородности магнитного поля [2] и наличия в нем регулярной составляющей.

Менее тривиально учесть конвективный перенос электронов неоднородно движущейся средой, т. к. для этого требуется не только знание гидродинамического течения, но и решение значительно более сложного кинетического уравнения. Заметим, однако, что роль конвективного переноса ослаблена растеканием по облаку вещества, переносимого джетом, в связи с чем скорость течения уменьшается пропорционально отношению площадей сечений джета и облака, т. е. более чем на порядок. Отчасти поэтому мы будем пренебрегать конвективным переносом, за исключением того, который учитывается движением самого ГП.

Хотя мы ограничились рассмотрением точечного источника инжекции, для учета его конечных размеров достаточно ввести интегрирование по координатам ГП. Судить о существенной роли конечных размеров ГП можно уже по изломам в спектре неразрешенного источника (ср. [7]).

В ряде особых случаев может, впрочем, оказаться весьма существенной пространственная неоднородность коэффициента диффузии и, в особенности, магнитного поля. В частности, с этим может быть связано наблюдавшееся в ряде источников укрупнение спектра с понижением частоты [20]. Заметим, что появление крутых низкочастот-

ных участков со спектральным индексом большим единицы требует, согласно [2], увеличения магнитного поля к периферии облака. Такая ситуация может реализоваться, например, если поле нарастает в направлении к головной ударной волне. Подобные обстоятельства, несомненно, нужно учитывать при выборе объектов, описываемых данной моделью.

Приложение

Покажем, как перейти от уравнения

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial(B(E)N)}{\partial E} - D(E)\Delta N = Q(E, t, \mathbf{r}) \quad (\text{П.1})$$

к уравнению диффузии, не прибегая к интегральным преобразованиям. Ограничимся здесь (для простоты) случаем постоянного коэффициента диффузии $D(E) = D_0 = \text{const}$ и нулевым начальным условием

$$N(E, t, \mathbf{r})|_{t=0} = 0.$$

Предварительно сделаем замену $n(E, t, \mathbf{r}) = B(E)N(E, t, \mathbf{r})$:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - B(E)\frac{\partial n}{\partial E} - D_0\Delta n = B(E)Q(E, t, \mathbf{r}),$$

после чего перейдем к новой переменной

$$\varepsilon(E) = \int_{E_2}^E \frac{dE}{B(E)} \quad (\text{П.2})$$

и, соответственно, к новой функции $n^*(\varepsilon, t, \mathbf{r}) = n(E(\varepsilon), t, \mathbf{r})$, для которой уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} - \frac{\partial n^*}{\partial \varepsilon} - D_0\Delta n^* = B(E(\varepsilon))Q(E(\varepsilon), t, \mathbf{r}).$$

При $B(E) = \beta E^2$ изменению энергии электронов E в пределах от 0 до E_2 соответствует изменение ε в пределах от $-\infty$ до 0.

После этого естественно ввести независимые переменные τ_+ и τ_- :

$$t/2 = \tau_+ + \tau_-, \quad \varepsilon/2 = \tau_+ - \tau_-. \quad (\text{П.3})$$

При этом, делая замену:

$$n^*(\varepsilon(\tau_+, \tau_-), t(\tau_+, \tau_-), \mathbf{r}) = N^*(\tau_+, \tau_-, \mathbf{r}),$$

$$E(\varepsilon(\tau_+, \tau_-)) = \tilde{E}(\tau_+, \tau_-),$$

и используя равенства

$$\left. \frac{\partial n^*}{\partial t} \right|_{\varepsilon} = \frac{\partial N^*}{\partial \tau_+} \frac{\partial \tau_+}{\partial t} + \frac{\partial N^*}{\partial \tau_-} \frac{\partial \tau_-}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial N^*}{\partial \tau_+} + \frac{1}{2} \frac{\partial N^*}{\partial \tau_-},$$

$$\left. \frac{\partial n^*}{\partial \varepsilon} \right|_t = \frac{\partial N^*}{\partial \tau_+} \frac{\partial \tau_+}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial N^*}{\partial \tau_-} \frac{\partial \tau_-}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{2} \frac{\partial N^*}{\partial \tau_+} - \frac{1}{2} \frac{\partial N^*}{\partial \tau_-},$$

находим, что в интересующем нас уравнении присутствует только производная по переменной τ_- , а вторая переменная τ_+ входит в него в качестве параметра:

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} - \frac{\partial n^*}{\partial \varepsilon} = \frac{\partial N^*}{\partial \tau_-} \Big|_{\tau_+}$$

В итоге, получаем уравнение диффузии для $N^*(\tau_+, \tau_-, \mathbf{r})$ в этих переменных:

$$\frac{\partial N^*}{\partial \tau_-} - D_0 \Delta N^* = B(\tilde{E}(\tau_+, \tau_-)) \times$$

$$\times Q(\tilde{E}(\tau_+, \tau_-), t(\tau_+, \tau_-), \mathbf{r}) \equiv q(\tau_+, \tau_-, \mathbf{r}),$$

решение которого (в нашем случае – в отсутствие внешних границ при нулевых начальных

условиях) хорошо известно [25]:

$$N^*(\tau_+, \tau_-, r) = \int_{-\tau_-}^{\tau_+} \frac{d\tau'_-}{(4\pi D_0(\tau_- - \tau'_-))^{3/2}} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int d\mathbf{r}' q(\tau_+, \tau'_-, \mathbf{r}') \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{4D_0(\tau_- - \tau'_-)}\right).$$

В новых переменных начальное условие примет вид: $N^* = 0$ при $\tau_- = -\tau_+$ (что соответствует $N = 0$ при $t = 0$).

В интересующем нас случае движущегося точечного источника $q(\tau_+, \tau_-, \mathbf{r})$:

$$q(\tau_+, \tau_-, \mathbf{r}) = \beta Q_0 \delta(x - x(\tau_+ + \tau_-)) \times \\ \times \delta(y - y(\tau_+ + \tau_-)) \delta(z - z(\tau_+ + \tau_-)) \times \\ \times (\tilde{E}(\tau_+, \tau_-))^{-\gamma_0+2} \Theta(\tau_+ + \tau_-) \Theta(E_2 - \tilde{E}(\tau_+, \tau_-)) \times \\ \times \Theta(\tilde{E}(\tau_+, \tau_-) - E_1),$$

где

$$x(\tau_+ + \tau_-) = x_0 + 2V(\tau_+ + \tau_-),$$

$$y(\tau_+ + \tau_-) = x(\tau_+ + \tau_-) \text{tg}\theta \cos(2\omega(\tau_+ + \tau_-) + \psi),$$

$$z(\tau_+ + \tau_-) = x(\tau_+ + \tau_-) \text{tg}\theta \sin(2\omega(\tau_+ + \tau_-)).$$

Возвращаясь к исходной функции $N(E, t, \mathbf{r})$, окончательно получаем:

$$N(E, t, \mathbf{r}) = \frac{Q_0}{(4\pi D_0)^{3/2} E^2} \times$$

$$\times \int_{-\tau_+(E,t)}^{\tau_-(E,t)} \frac{d\tau'_-}{(\tau_-(E,t) - \tau'_-)^{3/2}} (\tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-))^{-\gamma_0+2} \times$$

$$\times \Theta(E_2 - \tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-)) \Theta(\tilde{E}(\tau_+(E,t), \tau'_-) - E_1) \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{(x - x(\tau_+(E,t) + \tau'_-))^2}{4D_0(\tau_-(E,t) - \tau'_-)}\right)$$

$$\frac{(y - y(\tau_+(E, t) + \tau'_-))^2 + (z - z(\tau_+(E, t) + \tau'_-))^2}{4D_0(\tau_-(E, t) - \tau'_-)}$$

где из (П.2) и (П.3) имеем:

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

$$\tau_+(E, t) = \frac{1}{4\beta} \left(\beta t + \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E} \right),$$

$$\tau_-(E, t) = \frac{1}{4\beta} \left(\beta t - \frac{1}{E_2} + \frac{1}{E} \right).$$

Литература

1. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский, Н. К. Шарькин, В. А. Шепелев, Г. А. Инютин, А. Д. Христенко, В. Г. Булацен, А. И. Браженко, В. В. Кошевой, Ю. В. Романчев, В. П. Цесевич, В. В. Галанин. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, **2**, №4, с. 385-401;
2. А. В. Мень, С. Л. Рашковский, В. А. Шепелев, А. С. Белов, В. В. Шевченко. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, **3**, №3, с. 284-293;
3. С. Л. Рашковский. Радиофизика и радиоастрономия. 2000, **5**, №1, с. 20-28.
4. С. Г. Гестрин, В. М. Конторович, А. Е. Кочанов. Кинематика и физика небесных тел. 1987, **3**, №4, с. 57-66.
5. E. Valtaoja. A&Ap. 1982, **111**, No. 2, pp. 213-219.
6. М. С. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees. Rev. Mod. Phys. 1984, **56**, p. 255;
7. А. Н. Bridle, R. A. Perley. ARA&Ap. 1984, **22**, pp. 319-358. Перевод в Сб. "Физика внегалактических источников радиоизлучения". Москва, Мир, 1987, 365 с.
8. В. D. Blandford, M. J. Rees. Mon. Not. R. Astron. Soc. 1974, **169**, No. 3, p. 1074;
9. Hot Spots in Extragalactic Radio Sources, ed. K. Meisenheimer, H. J. Roser. Berlin, Springer, p. 45.
10. В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург. Астрофизика космических лучей. Москва, Наука, 1984, 360 с.;
11. В. Л. Гинзбург. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. Москва, Наука, 1981, 504 с.;
12. С. И. Сыроватский. Астрономический журнал. 1959, **36**, №1, с. 17-32.
13. А. Е. Кочанов, В. М. Конторович. Известия вузов. Радиофизика. 1981, **24**, №9, с. 1047-1053.
14. V. M. Kontorovich, F. M. Kolesnikov. Odessa Astronomical Publications. 1999, **12**, pp. 90-92.
15. А. Н. Bridle, D. H. Hough, C. J. Lonsdale, J. O. Burns, R. A. Laing. Astron. J. 1994, **108**, No. 2, pp. 766-820;
16. Fernini, J. P. Leahy, J. O. Burns, J. P. Basart. Astron. J. 1991, **381**, No. 1, pp. 63-71;
17. G. H. Macdonald, S. Kenderdine, Ann C. Neville. Mon. Not. R. Astron. Soc. 1968, **138**, No. 1, pp. 259-311.
18. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский, Н. К. Шарькин, В. А. Шепелев, Г. А. Инютин, А. Д. Христенко, Г. С. Подгорный. Известия вузов. Радиофизика. 1995, **38**, №6, с. 511-521.
19. М. J. Valtonen, P. Heinamaki. Astrophys. J. 2000, **530**, No. 1, pp. 107-123.
20. R. Antonucci. ARA&Ap. 1993, **31**, pp. 473;
21. P. D. Barthel. Astrophys. J. 1989, **336**, No. 2, pp. 606-611;
22. R. D. Blandford, A. Konigl. Astrophys. J. 1979, **232**, No. 1, pp. 34-48;
23. M. J. L. Orr, I. W. A. Browne. Mon. Not. R. Astron. Soc. 1982, **200**, No. 3, pp. 1067-1080.
24. H. Sol, L. Vicente. A&Ap. 1996, **310**, No. 2, pp. 419-437;
25. J. E. Conway, D. W. Murphy. Astrophys. J. 1993, **411**, No. 1, pp. 89-102;
26. T. P. Krichbaum, A. Witzel, D. A. Graham, K. J. Standke, R. Schwartz, O. Lochner, C. J. Schalinski, A. Greve, H. Steppe, W. Brunswig, G. Butin, H. Hein, S. Navarro, J. Penalver, M. Grewing, R. S. Booth, F. Colomer, B. O. Ronang. A&Ap. 1993, **275**, No. 2, pp. 375-389;
27. R. I. Kollgaard, J. F. C. Wardle, D. H. Roberts, D. C. Gabuzda. Astron. J. 1992, **104**, No. 5, pp. 1687-1705;
28. T. J. Pearson, A. C. S. Readhead. Astrophys. J. 1988, **328**, No. 1, pp. 114-142;
29. A. E. Wehrle, et al. Astrophys. J. 1992, **391**, No. 2, p. 589.
30. R. C. Vermeulen, R. A. Bernstein, D. H. Hough, A. C. S. Readhead. Astrophys. J. 1993, **417**, No. 2, pp. 541-546;
31. B. R. Oppenheimer, J. A. Birerta. Astron. J. 1994, **107**, No. 3, p. 892.
32. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика. Москва, ГИФМЛ, 1958, 206 с.;
33. Г. Голдстейн. Классическая механика. Москва, ГИТТЛ, 1957, 408 с.
34. М. С. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees. Nature. 1980, **287**, p. 307.;

- H. J. Lehto, M. J. Valtonen. *Astrophys. J.* 1996, **460**, No. 1, p. 207.
17. R. M. Hjellming, K. J. Johnston. *Astrophys. J. Lett.* 1981, **246**, No. 3, pp.141-145.
18. A. C. Gower, P. C. Gregory, J. B. Hutchings, W. Unruh. *Astrophys. J.* 1982, **262**, No. 2, pp. 478-496;
- R. Ekers, R. Fanti, C. Lari, P. Parma. *Nature.* 1978, **276**, p. 589.
19. Ю. В. Барышев. Письма в астрономический журнал. 1983, **9**, №10, с. 591-594.
20. S. Ya. Braude, A. V. Megn, B. P. Ryabov. *Astrophys. Space Sci.* 1978, **54**, No. 1, pp. 145-179.
21. V. M. Kontorovich, V. N. Pasyuga. *Odessa Astronomical Publications.* 1999, **12**, pp. 93-96;
- Astron. Astrophys. Trans.* 2000, **19**, pp.1-4. JENAM 2000 Publications, in press.
22. L. Rudnick, B.K. Edgar. *Astrophys. J.* 1984, **279**, No. 1, p. 74.
23. A. H. Bridle. *Astron. J.* 1984, **89**, No. 7, pp. 979-986.
24. P. A. G. Scheuer, A. C. S. Readhead. *Nature.* 1979, **277**, p.182.
25. И. Снеддон. Преобразование Фурье. Москва, ИЛ, 1955, 668 с.

Diffusion Model of Extragalactic Radio Source Extended Components with Precessive Jet

F. M. Kolesnikov, V. M. Kontorovich

The “nucleus – halo” model is applied to the extended components of extragalactic radio sources (3C 47 type) with the precession jet. The relativistic electron injection (acceleration) region is identified with the “hot spot” and moves in accordance with the model of precession, so that the radio lobe asymmetry in both longitudinal and transverse directions can be explained. In the diffusion approach with account for the synchrotron losses the lobe distributions of radiation intensity are found for different speeds of “hot spot” motion, precession parameters and angles of sight towards the source. The lobe size and asymmetry increase at lower frequencies and some features of its shape, including the presence of an “old hot spot” along with the more compact “new one” are explained.