

УДК 524.7

Диффузионная модель протяженных радиокomпонентов и струй с движущимся источником ускоренных частиц

С. Г. Гестрин, В. М. Конторович, А. Е. Кочанов

Модель ядро — гало распространяется на протяженные компоненты внегалактических радиоисточников. Область инжекции (ускорения) релятивистских электронов отождествляется с «горячим пятном», и предполагается движущейся [22], что объясняет асимметрию радиооблаков. В диффузионном приближении с учетом синхротронных потерь найдены распределения спектральных индексов по облаку и изломы в спектре. Для медленно движущегося пятна учтена неоднородность среды и показано, что в нарастающем к периферии магнитном поле могут формироваться крутые спектры с $\alpha > 1$. Аналогично рассмотрена узловая структура выбросов на примере М 87. В частности, объясняется увеличение размеров узла с понижением частоты и некоторые особенности его формы.

THE DIFFUSION MODEL OF EXTENDED RADIOCOMPONENTS AND JETS WITH THE MOVING SOURCE OF ACCELERATED PARTICLES, by Gestrin S. G., Kontorovich V. M., Kochanov A. E.—The «core—halo» model is applied to include the extended components of extragalactic radiosources. A region of injection (acceleration) of relativistic electrons is identified with a «hot spot» and supposed to move [22], which explains a radiolobes' asymmetry. A distribution of spectral indices over the lobe and breaks in the spectrum are found under the diffusion approximation and with allowance for synchrotron losses. The nonhomogeneity of the medium is taken into account for the slow moving hot spot, steep spectra with $\alpha > 1$ are shown to be formed in the magnetic field increasing towards the source edge. Similar consideration is carried out for the knot structure of jets with M 87 as an example. Particularly, the increase of the knot dimensions with the decrease of the frequency and some features of the knot form are explained.

Введение. Надежно установленная пространственная структура радиогалактик и квазаров [7, 11] свидетельствует о том, что в радиоизлучающие облака энергия передается по джетам * и место остановки джета межгалактической средой (горячее пятно) скорее всего является источником релятивистских электронов (возможно, ускоряемых на ударных волнах в пятне). Естественно считать, что электроны распространяются в облако диффузионным путем, теряя энергию на синхротронное излучение.

Для количественного описания этой картины в известную схему ядро — гало, применяемую при анализе спектров космических лучей [1], необходимо ввести движение области инжекции [22], что естественно объясняет асимметрию облаков, смещенное положение горячего пятна относительно центра облака и должно существенно повлиять на спектры излучения.

В данной работе этот подход применяется не только к протяженным компонентам радиоисточников, но и к узловой структуре джетов (на примере М 87). Предполагается, что ускорение происходит в оптических (или, возможно, рентгеновских) узлах, а большие размеры радиоизображения и его характерная форма объясняются диффузией в сочетании с потерями и движением области инжекции.

Получены картины изофот и распределения спектральных индексов для «жесткой» инжекции [5, 17] и для индекса инжекции, соответствующего ускорению на ударной волне. Обсуждаются также изломы в

* Интересное свидетельство в пользу подкачки облаков приведено в [4], где анализ зависимости $\Sigma - D$ показал сходство с плерионами — остатками сверхновых с действующей подкачкой (от пульсара).

спектрах радиоисточников, неразрешенных диаграммой направленности телескопа.

В случае медленного движения пятна можно оценить роль неоднородности магнитного поля (и коэффициента диффузии) в облаке. При спадающем к периферии поле спектр $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ в диффузионной области становится более крутым (для жесткой инжекции), но спектральный индекс не превышает единицы ($\alpha \leq 1$) [16]. Для получения наблюдаемых в ряде источников и необъясненных пока крутых спектров с $\alpha > 1$ на низких частотах [10] в данной модели необходимо, чтобы магнитное поле нарастало к периферии облака. Такая зависимость может соответствовать оболочечной структуре протяженных компонентов, которая характерна для взрывного выделения энергии.

В данной работе кратко обсуждаются эффекты нестационарности, связанные с «возгоранием» горячего пятна в некоторый начальный момент времени, которые также могут приводить к изломам и влиять на распределение яркости.

Диффузионная модель радиооблаков с движущимся горячим пятном. Функция распределения релятивистских электронов N удовлетворяет кинетическому уравнению с источником Q

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial E} (\beta E^2 N) - D_0 \left(\frac{E}{E_D} \right)^\mu \Delta N = Q = Q_0 \delta(x - x_0(t)) \delta(y) \delta(z) E^{-\nu_0} \theta(t) \theta(E_2 - E) \theta(E - E_1). \quad (1)$$

Слагаемое $\frac{\partial}{\partial E} (\beta E^2 N)$ описывает синхротронные и комптоновские потери

$$\beta = \frac{32\pi}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\omega_H + \omega_r}{m^2 c^3}, \quad (2)$$

где $\omega_H + \omega_r$ — плотность энергии хаотического магнитного поля и излучения.

Для упрощения модели вначале пренебрегаем возможной зависимостью коэффициента диффузии D и магнитного поля H от координат, для D принимаем степенную зависимость от энергии $D(E) = D_0 (E/E_D)^\mu$.

Правая часть выражения (1) отвечает точечному источнику релятивистских электронов (горячему пятну), движущемуся вдоль оси x . Спектр инжекции предполагается степенным ($E^{-\nu_0}$) в интервале энергий $E_1 < E < E_2$ и равным нулю вне его. Инжекция включается в момент времени $t=0$, соответствующий началу процесса эффективного ускорения частиц; например, возникновению ударных волн или неустойчивости Рэля — Тейлора* в горячем пятне. Предполагаем, что эффекты ограничения диффузии внешней средой не существенны.

Для нахождения функции распределения N применим к (1) преобразование Лапласа по времени

$$N^*(E, r, p) = \int_0^\infty \exp(-pt) N(E, r, t) dt.$$

Уравнение для $N^*(E, r, p)$ может быть приведено к уравнению диффузии. Из выражения для $N^*(E, r, p)$ с помощью формулы обращения Меллина найдем функцию $N(E, r, t)$ для $x_0(t) = vt$

$$N(E, r, t) = \frac{Q_0}{8\pi^{3/2}} E^{-2} \frac{\beta^{\nu_0-2}}{D_0^{\nu_0-1}} \int_0^{\lambda^2(E)} d\lambda_0^2 \frac{\lambda_0^{2\nu_0-4}}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^{3/2}} \theta\left(t - \frac{\lambda^2 - \lambda_0^2}{D_0}\right) \times \\ \times \exp\left[-\frac{(x - vt + v(\lambda^2 - \lambda_0^2)/D_0)^2 + y^2 + z^2}{4(\lambda^2 - \lambda_0^2)}\right] \theta(\lambda^2(E_1) - \lambda^2) \theta(\lambda^2 - \lambda^2(E_2)). \quad (3)$$

* Включение этой неустойчивости на контактном разрыве с межгалактической средой может быть существенным для ускорения частиц и диссипации джета.

В выражении (3) $\lambda^2 \equiv \lambda^2(E) \equiv D_0 E^{\mu-1} / [(1-\mu) E_D^{\mu} \beta]$ — квадрат диффузионной длины. При $v=0$ ($t \gg \lambda^2/D_0$) формула (3) переходит в выражение, полученное в работах [8, 17] для стационарной модели ядро — гало. В случае, когда $E_1 \rightarrow 0$, $E_2 \rightarrow \infty$, получаем решение, рассмотренное в [22].

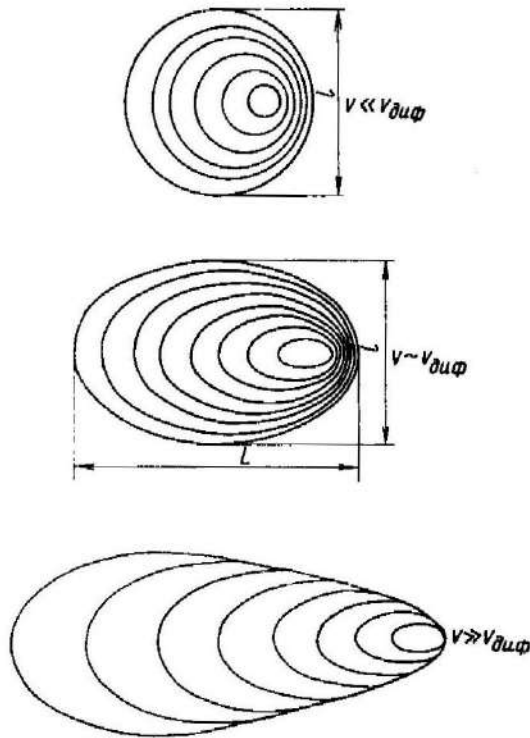


Рис. 2. Распределение спектрального индекса радиоизлучения по источнику при $\nu_0=2$, $v=2v_{\text{диф}}$. Каждый эллипс соответствует определенному значению α_I

Рис. 1. Характерные изображения (изофоты) радиооблака, формируемые релятивистскими электронами, диффундирующими из движущегося источника в окружающую среду, при различных скоростях движения для $v_{\perp} / v_{\text{диф}} = 0,5; 2; 8$

Спектр радиоизлучения этих электронов находится по формулам для синхротронного излучения (см., например, [2]):

$$I(\nu) = \int dR R^2 dE N(E, r, t) W(E, \nu), \quad (4)$$

где $\int dR \dots$ — соответствует интегрированию по лучу зрения; $W(E, \nu)$ — плотность потока синхротронного излучения одного электрона. С достаточной для сравнения с наблюдениями точностью ее можно записать в таком виде:

$$W(E, \nu) = \frac{\sqrt{2} \sigma_T mc^2 H}{12 \sqrt{3} \cdot 0.29 \pi e R^2} \nu \delta(\nu - \nu(E)), \quad \nu(E) = \frac{0.29 \sqrt{3}}{2\pi \sqrt{2}} \frac{eH}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (5)$$

где σ_T — томсоновское сечение.

Анализ выражений (3), (4) показывает, что «внешний вид» радиоизображения источника определяется соотношением между диффузионной скоростью движения электронов $v_{\text{диф}} \equiv D_0/\lambda$ и скоростью движения источника в картинной плоскости v_{\perp} (продольная составляющая скорости v_{\parallel} исчезает при интегрировании по лучу зрения в (4)), которые входят в экспоненту (3). При $v_{\perp} \ll v_{\text{диф}}$ — это почти шар с диаметром $l \approx 4\lambda$ и горячим пятном вблизи центра, при $v_{\perp} \approx v_{\text{диф}}$ источник имеет вид эллипсоида с большой $L \approx (v_{\perp}/D_0)\lambda^2 + 4\lambda$ и малой $l \approx 4\lambda$ осями с горячим пятном, находящимся вблизи внешнего края изображения. При $v_{\perp} \gg v_{\text{диф}}$ источник имеет относительно узкую головную часть, в которой находится горячее пятно, и более широкий хвост. Внешнее давление (здесь мы его не учитываем) будет, безусловно, изменять и искажать форму источника, однако основные описанные характеристики должны сохраниться. Примеры радиоизображений и распределений спектрального индекса $\alpha_I (I(\nu) \propto \nu^{-\alpha_I})$, полученные численно из выражений (3), (4) в различных случаях, приведены на рис. 1, 2.

Из сравнения продольного L и поперечного l размеров радиооблака могут быть получены оценки для $D(E)$ и скорости движения источника v_{\perp}

$$v_{\perp} \approx \beta E(L - l), \quad (6)$$

$$D \equiv D_0(E/E_D)^{\mu} = l^2 \beta E / [4(1 - \mu)] \propto v_{\text{диф}} l / 4,$$

где E — энергия электрона, соответствующая наблюдаемой частоте $\nu = \nu(E)$ (5).

Так, для двойной радиогалактики 3С 452 на частоте $\nu = 5000$ МГц размеры облака $L \approx 100$ кпк и $l \approx 50$ кпк [15] при $R \approx 300$ Мпк ($z = 0.082$) и среднем спектральном индексе $\alpha = 0.94$ [18]. Для характерного значения магнитного поля $H_0 \approx 2.4 \cdot 10^{-4}$ А/м из (6) имеем $D \approx 3 \cdot 10^{26}$ м²/с (соответственно, $v_{\text{диф}} \approx 10^5$ м/с) и $v_{\perp} \approx 10^5$ м/с, т. е. $v_{\text{диф}} \sim v_{\perp}$.

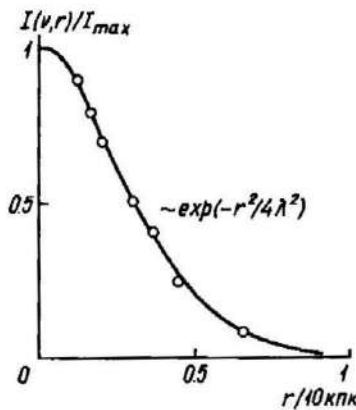


Рис. 3. Зависимость интенсивности радиоизлучения на частоте 408 МГц от расстояния до центра горячего пятна компонента А источника 3С 196 вдоль малой оси облака (кружки). $I_{\max} = 1.64 \cdot 10^{-21}$ Вт/м²·Гц·ср [19]. Сплошная линия — теоретическая кривая, соответствующая значению $\lambda = 5 \cdot 10^{19}$ м

Примером другого рода может служить квазар 3С 196 [19] с признаками, указывающими на возможность рекуррентной активности источника электронов и вращения по дуге вокруг центрального объекта. Зависимость интенсивности радиоизлучения от расстояния до центра горячего пятна (поперек направления движения) близка к теоретической, полученной из диффузионной модели (рис. 3). Увеличение размеров источника с уменьшением частоты также согласуется с предсказаниями модели, согласно которой поперечный размер облака изменяется с частотой пропорционально $\nu^{-1/4}$ (при $D = \text{const}$). Для параметров этого источника, приведенных в [19], получаем $D \approx 10^{27}$ м²/с, $v_{\perp} \approx 3 \cdot 10^6$ м/с.

Таким образом, диффузионная модель описывает ситуацию, близкую к реальности, а простейший учет движения источника электронов относительно окружающей среды позволяет перенести выводы и методы анализа модели ядро — гало на реальные протяженные внегалактические радиоисточники и объяснить их основные наблюдаемые характеристики.

Модель ядро — гало с движущимися узлами в применении к выбросу в М 87. Килопарсековый выброс в М 87 имеет узловую структуру, в которой насчитывается приблизительно 10 узлов [23]. Общая длина выброса — 1.5 кпк. Характерные размеры узлов в оптическом диапазоне (при расстоянии 20 Мпк) составляют примерно 30 пк (узлы А и В [23]), а в радиодиапазоне те же узлы имеют размеры около 100 пк [9]*. Для объяснения такого различия диаметров может быть использована диффузионная модель выброса с несколькими движущимися источниками инжекции релятивистских электронов. Предполагается, что инжекция электронов происходит внутри оптических узлов (возможно, в результате ускорения на фронтах ударных волн [20]). Спектр излучения узлов (от радиочастот вплоть до рентгеновского диапазона) является, по-видимому, синхротронным [21]. Учитывая энергетическую зависимость диффузионной длины $\lambda(E)$, оценим коэффициент диффузии электронов $D(E) \equiv (1 - \mu)\lambda^2(E)\tau^{-1}$ (см. выражение

* В рентгеновском диапазоне узлы пока не разрешены [21].

(6)) и диффузионную скорость $v_{\text{диф}}$, где $\tau = (\beta E)^{-1}$ — время жизни электронов с энергией E , совпадающее с временем заполнения масштаба $\lambda(E)$:

$$\tau = 200 \left(\frac{\nu}{3 \cdot 10^{14} \text{ Гц}} \right)^{-1/2} \left(\frac{H}{2.4 \cdot 10^{-2} \text{ А/м}} \right)^{-3/2} \text{ лет.} \quad (7)$$

Получаем соответственно

$$D_{\text{рад}} \approx 3.35 \cdot 10^{23} \text{ м}^2/\text{с}, \quad v_{\text{диф}} \approx 0.5 \cdot 10^6 \text{ м/с} \quad (\nu = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ Гц})$$

$$D_{\text{опт}} \approx 3 \cdot 10^{24} \text{ м}^2/\text{с}, \quad v_{\text{диф}} \approx 1.5 \cdot 10^7 \text{ м/с} \quad (\nu = 3 \cdot 10^{14} \text{ Гц}).$$

Таким образом, $v_{\text{диф}} \ll c$, что, как в радио-, так и в оптическом диапазонах, согласуется с используемым диффузионным приближением.

Радиоизображения узлов (рис. 4) имеют вытянутую вдоль оси выброса структуру [9]. Из отношения продольного размера к поперечному ($L \approx 4-3l$ для узлов IV, V, VI), согласно (6), можем оценить их скорость движения ($v \approx 10^6$ м/с). Отметим, что отношение L/l уменьшается от 4 для узла IV до 1 для узла III, что в данной схеме свидетельствует об уменьшении скорости выброса с удалением от ядра галактики.

В рамках рассмотренной модели можно объяснить также увеличение размеров узлов на фиксированной частоте с удалением от ядра

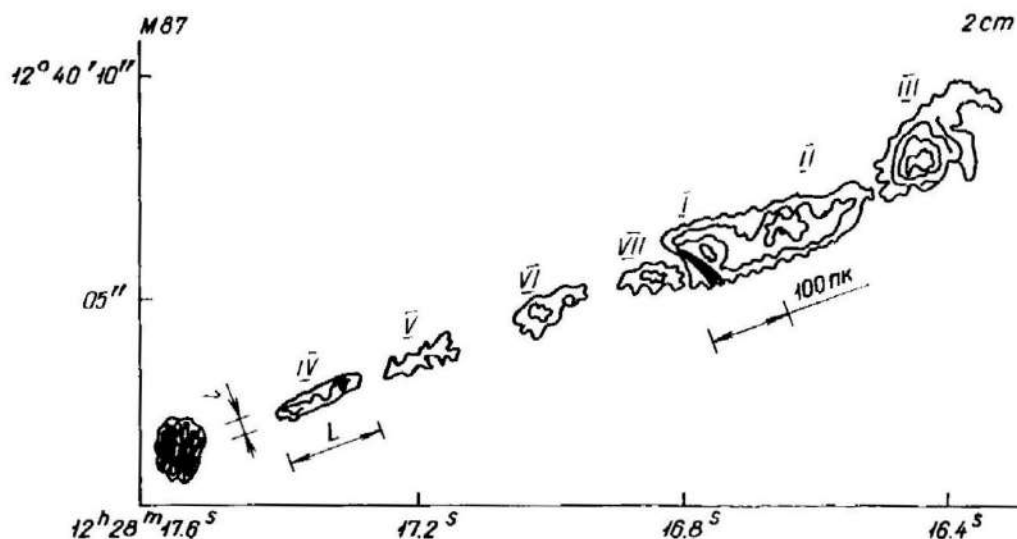


Рис. 4. Радиоизображение М 87 на волне 2 см [9] ($\nu > \nu^*$ для всех узлов), на котором отмечены продольный и поперечный масштабы. Вытянутая структура изофот узлов IV, V, VI может быть следствием их высокой скорости движения $v > v_{\text{диф}}$. Для узлов VII, I, II, III, по-видимому, $v \leq v_{\text{диф}}$

(рис. 4). Такое увеличение, возможно, связано с двумя факторами. Во-первых, с увеличением коэффициента диффузии и соответствующим увеличением диффузионной длины (3), вызванным падением плотности окружающей выброс плазмы при удалении от центрального источника.

Во-вторых, время t от начала инъекции в более близких к ядру узлах меньше, чем в более удаленных. В этом случае (при $t < \tau$) размеры узла через $t = s/v$ (s — расстояние от узла до ядра М 87, если инъекция началась вблизи от ядра) определяются, согласно (3), выражением *

$$d = 4 \sqrt{Dt}. \quad (8)$$

* Заметим, если к VLBI-выбросам, состоящим из отдельных сгустков, применима описанная выше модель, то из-за малого времени инъекции (примерно 1—10 лет) электроны, излучающие в оптическом диапазоне также не успевают заполнить объем, определяемый их диффузионной длиной. В этом случае размеры радио- и оптического изображения сгустков должны совпадать (при D , не зависящем от E) и определяться формулой (8). При существенной зависимости D от E необходим анализ общего выражения (3).

При $D \approx 3.35 \cdot 10^{23}$ м²/с, $s \approx 300$ пк, $v \approx 10^6$ м/с (см. выше) для ближайшего к ядру узла IV получим $d \approx 250$ пк. Заменяя τ на t в (7), находим граничную частоту $\nu^*(t) \approx 1.5 \cdot 10^8$ Гц. Электроны, излучающие на частотах $\nu > \nu^*$, успели заполнить свои диффузионные объемы. На частотах менее ν^* размеры узла определяются (8) и не зависят от частоты (при D , не зависящем от E). Оценивая по (7), например для $\nu = 3 \cdot 10^7$ Гц ($c/\nu = 10$ м), получим $\tau \approx 6 \cdot 10^5$ лет. Во всех узлах, находящихся от ядра галактики на расстоянии менее $s = v\tau \approx 600$ пк,

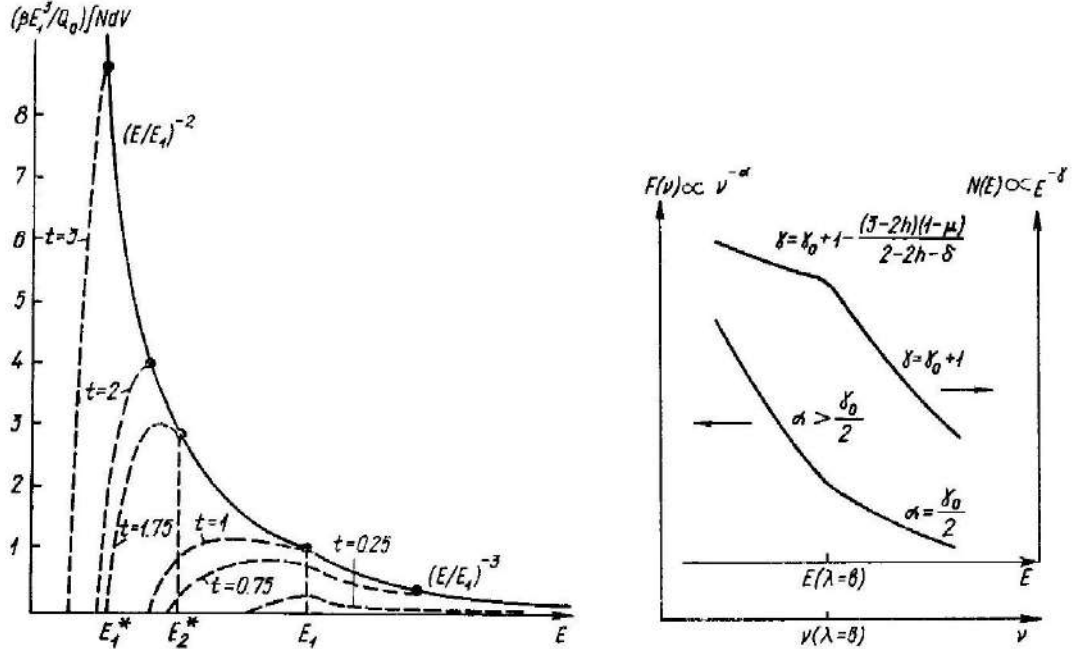


Рис. 5. Интегральный спектр узла при мягкой инжекции ($\gamma_0 = 2$) и $E_2 \rightarrow \infty$. Штриховой линией изображены нестационарные участки в различные моменты времени t — в единицах $t^* \equiv (\beta E_1)^{-1}$ — после начала инжекции. Сплошная линия соответствует стационарному спектру, формирующемуся для $E > E_2^* = (\beta t)^{-1}$

Рис. 6. Характерное распределение электронов и спектр излучения, формируемый в неоднородном источнике, в случае растущего к периферии магнитного поля. В области высоких энергий (частот) $\lambda \ll b$ спектры совпадают со спектрами однородного источника [17, 5]

электроны не успели заполнить объем, определяемый их диффузионной длиной, и их размеры находятся из выражения (8). Тогда в радиоспектрах узлов могут наблюдаться изломы, связанные с нестационарностью. Выполнив в (3) интегрирование по объему, находим

$$P \cdot \int N dN \begin{cases} E_1^{1-\gamma_0} - E_2^{1-\gamma_0}; & E_2 > E > E_1, \quad \frac{E_2}{1 + \beta E_2 t} \equiv E_2^*(t) \\ E_1^{1-\gamma_0} - E_2^{1-\gamma_0}; & E_1 > E > E_2^*(t), \quad t > \frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right) \equiv t^* \\ \left(\frac{1}{E} \right)^{\gamma_0-1} - \left(\frac{1}{E - \beta t} \right)^{\gamma_0-1}; & E_2^*(t) > E > E_1, \quad t < t^* \\ \left(\frac{1}{E_1} \right)^{\gamma_0-1} - \left(\frac{1}{E - \beta t} \right)^{\gamma_0-1}; & \frac{E_1}{1 + \beta E_1 t} \equiv E_1^*(t) < E < E_1, \quad t < t^* \\ \left(\frac{1}{E_1} \right)^{\gamma_0-1} - \left(\frac{1}{E - \beta t} \right)^{\gamma_0-1}; & E_1^*(t) < E < E_2^*(t), \quad t > t^*, \end{cases} \quad (9)$$

где $P \equiv \beta E^2 (\gamma_0 - 1) / Q_0$. Интегральный спектр (9) не содержит коэффициента диффузии D (рис. 5). Это связано с тем, что D определяет лишь расстояние, на которое электроны уйдут от источника инжекции,

что при интегрировании по всему пространству не существенно. Поэтому (9) аналогичны выражениям, полученным в [3], где диффузия не рассматривалась.

Из рис. 5 следует, что в момент времени t не существует частиц с $E < E_1^*(t)$, и соответствующий фронт перемещается с течением времени в сторону меньших E . Излом на энергии $E = E_2^*(t)$ движется в том же направлении, и для $E > E_2^*(t)$ формируется стационарный спектр (см. предыдущий раздел).

Отметим, что вследствие движения узлов центры их оптических изображений должны быть более удалены от ядра, чем центры радиоизображений. Смещение $\Delta s \approx v(\tau_{\text{рад}} - \tau_{\text{опт}})$ (3), (7) при $\tau_{\text{рад}} \approx 2.8 \cdot 10^4$ лет ($v = 1.5 \cdot 10^{10}$ Гц) и $\tau_{\text{опт}} \approx 2 \cdot 10^2$ лет ($v = 3 \cdot 10^{14}$ Гц) для самых быстро движущихся узлов IV и V составляет примерно 30 пк. Для более медленных узлов I, II, III смещение Δs существенно меньше. При имеющейся точности изображений надежно выявить такие смещения пока не удается.

В заключение отметим, что узловая структура, кроме M 87, наблюдается во внутренней струе Центавра A [12], в выбросе из галактики Печь A [14] и во многих других объектах. К этим выбросам также может применяться описанная модель с несколькими движущимися источниками.

Роль неоднородности и крутые спектры в декаметровом диапазоне. Существенную роль в формировании спектров излучения протяженных источников (положительной и отрицательной кривизны) может играть неоднородность магнитного поля и коэффициента диффузии [1, 6, 13, 16]. Включение такой неоднородности в общую схему с движущимся горячим пятном вызывает определенные трудности при решении. Поэтому ограничимся случаем медленно движущегося пятна, когда можно использовать результаты, полученные аналитически для покоящегося источника ($v \rightarrow 0$) [1, 13, 16].

Зависимость магнитного поля и коэффициента диффузии от координат принимается степенной $H(r) \propto r^{-h}$, $D(r) \propto r^\delta$. Область инжекции (горячее пятно) здесь нельзя считать точечной ввиду наличия в этом случае особенностей H и D . При диффузии электронов от области инжекции (размера b) к краю источника их энергия вследствие синхротронных потерь уменьшается неравномерно. Уравнение, описывающее функцию распределения релятивистских электронов вне области инжекции, приведем в следующем виде ($r > b$):

$$D_0 \left(\frac{E}{E_D} \right)^\mu \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left(\frac{r}{b} \right)^\delta \frac{\partial}{\partial r} N + \frac{\partial}{\partial E} \left(\beta E^2 \left(\frac{r}{b} \right)^{-2h} N \right) = Q(E, r). \quad (10)$$

Для анализа этого уравнения, как и ранее, удобно во втором слагаемом сделать замену переменной, введя диффузионную длину, характеризующую область, заполняемую электронами с данной энергией E [13, 16]:

$$\lambda^{2-2h-\delta} = (D_0 E^{\mu-1}) / [\beta (1-\mu) E_D^\mu b^{2h+\delta}]. \quad (11)$$

Показатель степени $(2 - 2h - \delta)$ при λ вытекает из размерности оператора в диффузионном слагаемом ($r^{-2-2h+\delta}$; далее ограничимся прямым обобщением однородного случая, т. е. $2 - 2h - \delta > 0$). Как видно из решения [16], при $r > 2\lambda(E)$ количество электронов с данной энергией E экспоненциально мало, а при $r < 2\lambda(E)$ они распределены примерно равномерно, т. е. можно записать

$$N(E, r) \simeq N(E) \theta(2\lambda(E) - r). \quad (12)$$

Используя это, можно получить на качественном уровне основные результаты, соответствующие точному решению [16], имеющему весьма громоздкий вид. Поскольку диффузионное слагаемое сводится просто

к «расползанию» частиц в пространстве, то общее количество электронов с данной энергией E определяется только инжекцией и потерями, усредненными по области, заполненной электронами. Таким образом, общая картина может быть сведена к случаю эффективного однородного источника, для которого спектр частиц определялся по порядку величины следующей формулой [5]:

$$N(E) = N_0(E) V_{\text{инж}} / V_{\text{зап}}(E), \quad (13)$$

где $V_{\text{инж}}$ — объем области инжекции (не зависит от E); $V_{\text{зап}}(E) \propto \lambda^3(E)$ — объем области, заполненной электронами; $N_0(E)$ — спектр, формируемый только за счет потерь, согласно уравнению

$$\frac{\partial}{\partial E} (\beta E^2 N_0) = Q(E), \quad (14)$$

откуда

$$N_0 = \frac{1}{\beta E^2} \int_E^{\infty} Q(E) dE. \quad (15)$$

В нашем случае неоднородного магнитного поля в качестве β выступает $\bar{\beta}$ (зависящее от E), усредненное по объему $V_{\text{зап}}$

$$\bar{\beta} = (3\beta b^{2h} / \lambda^3(E)) \int_b^{\lambda(E)} r^{2-2h} dr. \quad (16)$$

В зависимости от значения h вклад дает либо верхний, либо нижний предел. Таким образом, $\bar{\beta} \propto \beta \lambda^{-2h}(E)$ при $h < 3/2$ и $\bar{\beta} \propto \beta \lambda^{-3}(E)$ при $h > 3/2$. Отсюда

$$N_0(E) \approx \frac{|3-2h|}{3\beta E^2} \int_E^{\infty} Q(E) dE \times \begin{cases} (\lambda/b)^{2h}, & h < 3/2 \\ (\lambda/b)^3, & h > 3/2. \end{cases} \quad (17)$$

Дополнительная зависимость $N_0(E)$ от энергии по сравнению с однородным случаем (15) связана с тем, что, заполняя при разных энергиях различные по размеру области, электроны испытывают синхротронные потери на разном по величине магнитном поле (усредненном вследствие диффузионного перемешивания частиц внутри области заполнения).

Подставляя (17) в (13), окончательно получаем для $N(E)$ при $r < 2\lambda(E)$

$$N(E) \simeq \frac{|3-2h|}{3\beta E^2} \int_E^{\infty} Q(E) dE \times \begin{cases} (\lambda/b)^{2h-3}, & h < 3/2 \\ 1, & h > 3/2. \end{cases} \quad (18)$$

Для жесткой инжекции $\int Q(E) dE = \text{const} = Q_0$ — мощность жесткой инжекции, для мягкой степенной инжекции $\int Q(E) dE = Q_0 E^{1-\gamma_0} / (\gamma_0 - 1)$.

Спектр излучения неоднородного источника также будет отличаться от однородного вследствие того, что электроны с одинаковой энергией будут излучать на разной частоте в областях с различным магнитным полем. На низких частотах источники, как правило, не разрешаются диаграммой направленности радиотелескопа, поэтому запишем выражение для плотности потока излучения неразрешенного источника [2]:

$$F(\nu) = \int dV \int_0^{\infty} dEN(E, r) W(E, \nu, r), \quad (19)$$

где W из выражения (5) зависит от координаты r .

Чтобы проследить частотную зависимость $F(\nu)$, запишем (19) в виде (сохранив только сомножители, зависящие от E, ν, r)

$$F(\nu) \propto \nu \int_0^{\infty} dE \int_b^{\lambda(E)} dr \cdot r^{2-h} N(E) \delta(\nu - Ar^{-h}E^2). \quad (20)$$

Интегрирование по r убирает δ -функцию, в результате чего имеем (для $h < 0$)

$$F(\nu) \propto \int_0^{\infty} dE N(E) \left(\frac{\nu}{E^2}\right)^{1-\frac{3}{h}} \theta\left(E - B\nu^{\frac{2-2h-\delta}{4-2\delta-h(3+\mu)}}\right) \theta\left(C\nu^{\frac{1}{2}} - E\right) \quad (21)$$

(для $h > 0$ изменятся знаки в θ -функциях). θ -функции появились в результате учета верхнего и нижнего пределов. Следует отметить, что в первой θ -функции соотношение между E и ν отличается от обычного ($E \propto \nu^{1/2}$). Связано это с тем, что верхний предел интегрирования по r зависел от энергии как $\lambda(E)$.

Подставляя выражение для $N(E)$ из (18) в (21), можно получить спектральные индексы радиоизлучения α ($F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$) для различных значений параметров. Отличие α от пространственно однородного случая будет существенным тогда, когда спектр излучения определяется периферийными электронами, т. е. интеграл (21) определяется первой θ -функцией с нестандартной связью между E и ν :

$$\alpha = \frac{\gamma_0}{2} + \frac{(2 - \gamma_0)h(1 - \mu)}{2(4 - 2\delta - h(3 + \mu))} \equiv \frac{\gamma_0}{2} + \Delta \quad (22)$$

в случае слабо убывающего к периферии магнитного поля, т. е. $0 < h < 1.5$; $2 - 2h - \delta > 0$, ($\mu < 1$), если

$$[6 - h(2 + \gamma_0)]/(2h) > \Delta, \quad (23)$$

а в случае растущего магнитного поля $h < 0$; $4 - 2\delta - h(3 + \mu) > 0$ ($\mu < 1$), если

$$[6 - h(2 + \gamma_0)]/(2h) < \Delta. \quad (24)$$

Формула (22) для α при $\gamma_0 > 1$ обсуждалась в работах [1, 13] в применении к нашей Галактике, однако увеличение крутизны спектра в этих работах не рассматривалось. Переход к случаю жесткой инжекции ($\gamma_0 < 1$) может быть проведен, если принять в (22) формально $\gamma_0 = 1$ [16].

Из выражения (22) следует, что спектр в неоднородном случае может быть как более крутым (второе слагаемое в (22) больше 0), так и более пологим (второе слагаемое меньше 0) по сравнению с однородным случаем $\alpha_{\text{одн}} = \gamma_0/2$. Интересующее нас увеличение крутизны спектра реализуется в двух достаточно широких интервалах параметров.

1. В случае относительно жесткого спектра инжекции электронов $\gamma_0 < 2$ (сюда входит также и случай жесткой инжекции, рассмотренный в [16]) при $0 < h < 1.5$ (убывающее магнитное поле), $2 - 2h - \delta > 0$ и (23) имеем

$$\alpha_{\text{одн}} < \alpha_{\text{неодн}} < 1. \quad (25)$$

Однако в этом случае конкуренция между увеличением крутизны спектра электронов вследствие неоднородности потерь и снижением спектрального индекса излучения из-за эффективного уменьшения магнитного поля, действующего на излучающие электроны при уменьшении их энергии, приводит к ограничению $\alpha_{\text{неодн}}$ сверху: $\alpha_{\text{неодн}} < 1$.

2. В случае мягкой инжекции $\gamma_0 > 2$ крутизна спектра радиоизлучения возрастает, если поле увеличивается к периферии, т. е. $h < 0$ и $4 - 2\delta - h(3 + \mu) > 0$. При этом

$$1 < \alpha_{\text{одн}} < \alpha_{\text{неодн}}. \quad (26)$$

В особом случае, при малом знаменателе во втором слагаемом в (22), $\alpha_{\text{неодн}}$ может быть велико

$$4 - 2\delta - h(3 + \mu) \rightarrow 0 \Rightarrow \alpha_{\text{неодн}} \rightarrow \infty. \quad (27)$$

Однако это весьма экзотический случай, при котором $\delta \rightarrow 0.5[4 + |h|(3 + \mu)]$ ($h < 0$), т. е. предполагается вместе с увеличением поля к периферии и быстрый рост диффузии ($\delta > 2$). Кроме того, величина $\alpha_{\text{неодн}}$ тесно связана с частотным интервалом, в котором α может реализоваться

$$\Delta\nu \propto a^{\xi} - b^{\xi}, \quad \xi = [4 - 2\delta - h(3 + \mu)] / (1 - \mu), \quad (28)$$

где a — внешний размер источника; при $4 - 2\delta - h(3 + \mu) \rightarrow 0$, $\Delta\nu \rightarrow 0$.

Увеличение поля к периферии может быть вызвано, например, какими-либо взрывными процессами (взрыв сверхновой), когда вещество вместе с вмороженным в него магнитным полем собирается вблизи границ радиооблака, остановленное окружающей источник средой.

Характерное распределение электронов и спектр излучения, формируемый в неоднородном источнике, приведены на рис. 6. Диффузионная модель в принципе позволяет объяснить наблюдаемые нелинейные спектры; в частности, в случае растущего поля*, увеличение крутизны спектров радиоисточников в декаметровом диапазоне волн.

Авторы благодарны С. Я. Брауде и А. В. Меню за обсуждение работы.

1. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. *Астрофизика космических лучей*.— М.: Наука, 1984.—360 с.
2. Гинзбург В. Л. *Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы*.— 2-е изд. перераб.— М.: Наука, 1981.—504 с.
3. Кардашев Н. С. Нестационарность спектров молодых источников нетеплового космического радиоизлучения // *Астрон. журн.*— 1962.—**39**, вып. 3.— С. 393—409.
4. Комберг Б. В., Смирнов М. А. Сходство между протяженными компонентами радиогалактик и остатками сверхновых типа «плерионов» // *Астрофизика*.— 1985.—**22**, вып. 2.— С. 257—266.
5. Кочанов А. Е., Конторович В. М. Нелинейные спектры радиоисточников при жесткой инжекции // *Изв. вузов. Радиофизика*.— 1981.—**24**, № 9.— С. 1047—1053.
6. Сазонов В. Н. О возможном происхождении радиоспектров с положительной кривизной у дискретных источников // *Там же*.— 1970.—**13**, № 2.— С. 214—218.
7. Bagelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J. Theory of the extragalactic sources // *Rev. Mod. Phys.*— 1984.—**56**.— P. 255—351.
8. Berkely G. B., Shen C. S. Origin and propagation of cosmic-ray electrons // *Phys. Rev.*— 1969.—**188**, N 5.— P. 1994—2010.
9. Biretta I. A., Owen F. N., Hardee P. E. Observations of the M 87 jet at 15 GHz with 0.12" resolution // *Astrophys. Lett.*— 1983.—**274**, N 1.— L. 27—30.
10. Braude S. Ya., Megn A. V., Ryabov B. P. et al. Decametric survey of discrete sources in the northern sky. IV. Spectra of 266 discrete sources in the range 10 to 1400 MHz // *Astrophys. and Space Sci.*— 1978.—**54**, N 1.— P. 145—179.
11. Bridle A. H., Perley R. A. Extragalactic radio jets // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*— 1984.—**22**.— P. 319—358.
12. Brodie J., Königl A., Bowyer S. The discovery of optical emission knots in the inner jet of Centaurus A // *Astrophys. J.*— 1983.—**273**, N 1.— P. 154—166.
13. Bulanov S. V., Dogiel V. A. Nonuniform and energy dependent diffusion of the relativistic electrons in the Galaxy // *Proc. 14th Int. Cosmic Ray Conf.: Conf. Pap.*— München.— 1975.— 2.— P. 706—710.
14. Geldzahler B. J., Fomalont E. B. Radio observations of the jet in Fornax A // *Astron. J.*— 1984.—**89**, N 11.— P. 1650—1657.
15. Högbom J. A. A study of the radio galaxies 3C 111, 192, 219, 223, 315 and 452 // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*— 1979.—**36**, N 2.— P. 173—192.
16. Kochanov A. E. The spectra of extended radio sources with a nonuniform magnetic field and hard injection of particles // *Astron. and Astrophys.*— 1984.—**105**, N 1.— P. 1—21.

Окончание см. на с. 79

* Каких-либо данных о нарастании поля к периферии источника в настоящее время нет.

17. *Kontorovich V. M., Kochanov A. E.* Formation of universal and diffusion regions of non-linear spectra of relativistic electrons in spatially limited sources // *Astrophys. and Space Sci.*—1980.—**71**, N 2.— P. 265—293.
18. *Kuhr H., Nauber U., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A.* A catalogue of radio sources.— Bonn, 1979.—337 P.— (Preprint / Max-Planck-Institut für Radioastronomie; N 55).
19. *Lousdale C. J., Morrison I.* Asymmetries in four powerful radio sources // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1983.—**203**, N 2.— P. 833—851.
20. *Rees M. J.* The M 87 jet: internal shocks in a plasma beam // *Ibid.*—1978.—**184**, N 1.— P. 61—65.
21. *Schreier E., Gorenstein P., Feigelson E.* High-resolution X-ray observations of M 87: nucleus, jet and radio halo // *Astrophys. J.*—1982.—**261**, N 1.— P. 42—50.
22. *Valtaoja E.* Diffusion of electrons in radio galaxies // *Astron. and Astrophys.*—1982.—**111**, N 2.— P. 213—219.
23. *Vaucouleurs G., Nieto J.-L.* A photometric analysis of the jet in Messier 87 // *Astrophys. J.*—1979.—**231**, N 2.— P. 364—371.

Радиоастрон. ин-т АН УССР,
Харьков

Поступила в редакцию
29.07 86