

УДК 523.164.42

НЕЛИНЕЙНЫЕ СПЕКТРЫ РАДИОИСТОЧНИКОВ ПРИ ЖЕСТКОЙ ИНЖЕКЦИИ

А. Е. Кочанов, В. М. Конторович

Показано, что изломы в спектрах ряда радиоисточников, содержащих «универсальные» участки с $\alpha = 1/2$, могут быть объяснены их пространственной ограниченностью при жесткой инжекции релятивистских электронов и совместном действии диффузии и синхротронных (комптоновских) потерь.

1. В последнее время в каталогах приводится большое число радиоисточников с пологими спектрами $F(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ ($\alpha \leq 1/2$). Такие спектры могут формироваться по ряду причин: в результате синхротронного самопоглощения либо плазменного эффекта плотности Разины — Цытовича в самом источнике, поглощения излучения плазмой на пути к наблюдателю (например, в областях $H II$) (см. обзор [1]). Однако и в отсутствие всех этих причин спектр с $\alpha = 1/2$ возникает как следствие потока частиц по спектру из-за синхротронных или комптоновских потерь при жесткой инжекции релятивистских электронов (т. е. с показателем спектра инжекции $\gamma_0 < 1$) [2-5], а пространственная ограниченность радиоисточника приводит к излому [6, 7] и дальнейшему уплощению спектра [8]. При такой интерпретации по спектру можно восстановить ряд параметров радиоисточников, что сделано ниже в рамках простейшей сферической диффузионной модели «ядро ($|r| < b$) + гало ($b < r \leq a$)» (см. рис. 1). (Рассмотрены также цилиндрические модели «диск + гало» и «рукав + гало».)

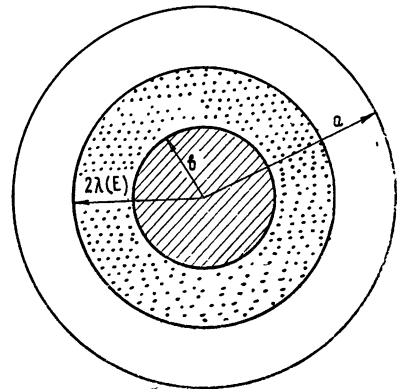


Рис. 1. Область инжекции и гало — сферы радиусов b и a соответственно. Точками отмечена область, заполняемая электронами с энергией E , лежащей в «диффузионном» интервале (см. (3), (7)).

Как следует из уравнения для стационарного электронного распределения $N(E, r)$ [9],

$$-D(E)\Delta_r N - (\partial/\partial E)(\beta E^2 N) = Q(E, r),$$

$$N|_{r=a} = 0, \tag{1}$$

где коэффициент пространственной диффузии считается энергетически зависящим: $D(E) = DE^{\mu}$; при ограниченной области, занятой источниками электронов

$$Q(E, r) = Q(E)\theta(b - |r|), \quad \theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}, \tag{2}$$

формируется нелинейный спектр со степенными асимптотиками $N(E) \sim E^{-1}$. Конкуренция диффузии и потерь, описываемых вторым слагаемым в (1), формирует диффузионную длину [6] $|\lambda(E)|$, ограничивающую область, занятую электронами с энергией E :

$$\lambda^2(E) = \frac{DE^{\mu-1}}{(1-\mu)\beta}, \quad (3)$$

$$\beta = \frac{32\pi}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{\omega_H + \omega_r}{m^2 c^3}, \quad \mu \neq 1,$$

где $\omega_H + \omega_r$ — плотность энергии хаотического магнитного поля и излучения (случай $\mu = 1$ — особый, подробно он изложен в работе авторов [8], здесь мы его не рассматриваем). Разные степенные асимптотики $N(E, r)$ реализуются в зависимости от соотношения $|\lambda(E)|$ и геометрических размеров радиоисточника.

Как известно, при мягкой инжекции ($Q(E) \sim E^{-\gamma_0}$, $\gamma_0 > 1$) значения показателя γ во всех энергетических областях зависят от индекса инжекции γ_0 [7]:

$$\gamma_0 + \mu \rightarrow \gamma_0 + 1/2 + \mu/2 \rightarrow \gamma_0 + 1 \quad (\text{для диска}) \quad (4)$$

($\mu < 1$, энергия растет, а $\lambda(E)$ убывает слева направо). Существенно, что при любой жесткой инжекции, когда источник электронов либо локализован по энергии $Q(E) = Q_0 \delta(E - E_0)$, либо имеет спектр более пологий, чем E^{-1} : $Q(E) = Q_0 E^{-\gamma_0} \theta(E_0 - E)$, $\gamma_0 < 1$, возникают спектры (при $\mu < 1$)

$$\gamma_0 + \mu \rightarrow (4 - d)/2 + \mu d/2 \rightarrow 2 \quad (5)$$

($d = 3, 2, 1$ соответственно для сферы, рукава и диска), содержащие универсальный ($\gamma = 2$) и диффузионный участки, не зависящие от γ_0 (для δ -образной инжекции в низкоэнергетической «неуниверсальной» области экспоненциально мало частиц, см. рис. 2).

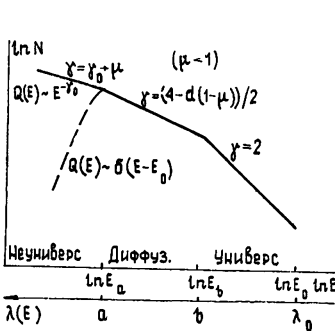


Рис. 2.

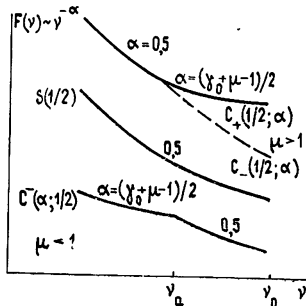


Рис. 3.

Рис. 2. Распределение релятивистских электронов, формирующиеся в радиоисточнике при жесткой инжекции (см. также [8]). В неуниверсальной области штриховой линией показано экспоненциальное падение функции распределения с уменьшением энергии в случае локализованной при $E = E_0$ инжекции

Рис. 3. Спектры излучения «неразрешенных» радиоисточников: $S(1/2)$ — степенной («линейный») спектр с индексом $\alpha = 1/2$, $C(\alpha, \alpha')$ — бистепенной спектр положительной (+) либо отрицательной (—) кривизны (ср. [1]).

2. Прежде чем перейти к сравнению с наблюдениями, получим (для сферы) эти результаты качественно (полное решение приведено в работе авторов [8]).

Рассмотрим случай, когда коэффициент диффузии слабо зависит от энергии ($\mu < 1$). На высоких энергиях ($\lambda^2(E) \ll b^2$) диффузия несущественна, и первым слагаемым в уравнении (1) можно пренебречь. В этом приближении электроны не выходят за границы области инжекции. В то же время, ввиду жесткости источника электронов, правая часть в (1) также несущественна при $E_1 \ll E_0$. Основную долю составляют электроны, «спустившиеся вниз по спектру» от энергий $\sim E_0$. Электронный спектр совпадает с полученным в пространственно-однородном случае:

$$N_0(E) \equiv |J| \beta^{-1} E^{-2}, \quad N(E, \mathbf{r}) = N_0(E) \theta(b - |\mathbf{r}|), \quad (6)$$

где J — поток частиц в энергетическом пространстве, определяемый инжекцией ($|J| = Q_0$ для δ -образной инжекции и $|J| = Q_0 E_0^{1-\gamma_0}/(1-\gamma_0)$ — для степенной инжекции). Поток направлен в сторону малых энергий ($J < 0$).

В промежуточном интервале энергий ($a^2 \gg \lambda^2(E) \gg b^2$) электроны занимают в пространстве область с характерным размером $2\lambda(E)$ (см. рис. 1, вне этой области число их мало). Поступают они, по-прежнему, за счет потока по спектру, спускаясь от максимальных энергий $\sim E_0$ (правая часть в (1) остается несущественной). За счет диффузии заполняемый электронами объем $V_3(E)$ превышает теперь объем, где происходит инжекция $V_{\text{и}}$. Поэтому возникает измененный «диффузионный» спектр:

$$N_{\text{д}}(E) = N_0(E) (V_{\text{и}}/V_3(E)), \quad N(E, \mathbf{r}) \approx N_{\text{д}}(E) \theta(2\lambda(E) - |\mathbf{r}|). \quad (7)$$

Зависимость $V_3(E)$ от энергии определяется геометрией радиоисточника. Для сферы $V_3(E) \sim \lambda^3(E)$ в случае рукава область инжекции и гало представляют собой вытянутые коаксиальные цилиндры и $V_3(E) \sim \lambda^2(E)$, а для диска — цилиндры одинакового радиуса: $V_3(E) \sim \lambda(E)$. Отсюда следует вид диффузионных спектров, представленных в (5).

В низкоэнергетическом интервале ($\lambda^2(E) \gg a^2$) становятся несущественными потери, формировавшие поток по спектру, а диффузия стабилизируется на уровне, определяемом внешним размером a источника. Тогда в уравнении (1) второе слагаемое можно опустить, а правая часть существенна. Распределение определяется, таким образом, диффузией и инжекцией частиц при данных энергиях, и спектр имеет «неуниверсальный» вид, как и при мягкой инжекции (см. (4), (5)):

$$N(E) \approx Q(E) a^2/D(E) \sim E^{-(\mu+\gamma_0)}. \quad (8)$$

В случае сильной зависимости от энергии коэффициента диффузии ($\mu > 1$) показатель γ с ростом энергии меняется так:

$$2 \rightarrow \gamma_0 + \mu. \quad (9)$$

Диффузионная область здесь отсутствует, поскольку объем, заполняемый электронами, не зависит от энергии и совпадает с полным объемом радиоисточника (включая гало).

3. В радионаблюдениях измеряются спектры, усредненные либо по лучу зрения (для разрешенных, протяженных прозрачных источников), либо по объему (для неразрешенных). Отличие в индексах при усреднении возникает из-за зависимости размера области заполнения ($\sim |\lambda(E)|$) от энергии. Так как данные о спектрах радиоисточников в настоящее время, как правило, соответствуют неразрешенным источникам, ограничимся этим случаем. Очевидно, что в диффузионной области усредненный спектр совпадает с универсальным в силу (7):

$N_V(E) = N_d(E) V_3(E) = N_0(E) V_{in}$. Поэтому в радиоспектре, индекс которого $\alpha = (\gamma_V - 1)/2$ (где γ_V — показатель степени усредненного электронного спектра), у неразрешенного радиоисточника при жесткой инжекции будет наблюдаться излом только при переходе от потоковой части спектра ($\alpha = 1/2$) к неуниверсальной ($\alpha = (\gamma_0 + \mu - 1)/2$). При этом спектр имеет вид $C_-(\alpha; 1/2)$ с $\alpha < 1/2$ в низкочастотной части спектра (ср. обозначения в обзоре [1])* для случая слабо зависящей от энергии диффузии ($\mu < 1$). При сильной энергетической зависимости диффузии ($\mu > 1$) спектр имеет вид $C_+(1/2; \alpha)$ при $\gamma_0 + \mu < 2$ либо $C_-(1/2; \alpha)$ при $\gamma_0 + \mu > 2$ (см. рис. 3). Частота излома ν_a соответствует энергии E_a , для которой диффузионная длина $\lambda^2(E_a) = a^2$: $\nu_a \sim H(a^2 \beta D^{-1})^{2/(\mu-1)}$. Поток излучения в универсальной области $F_y(\nu) \sim P \beta^{-1} R^{-2} H^{3/2} \nu^{-1/2}$, где P — мощность инжекции релятивистских электронов: $P = |J| V_{in}$, R — расстояние до радиоисточника, H — напряженность хаотического магнитного поля. В неуниверсальной области поток определяется спектром инжекции, $\alpha \geq -1/3$, причем равенство соответствует $\gamma_0 + \mu < 1/3$ (см. обзор [1]) (для ν_a и $F_y(\nu)$ выписаны только параметры радиоисточника, остальные коэффициенты можно найти, например, в книге [9]). Получаемые для различных классов радиоисточников характерные значения коэффициентов диффузии и магнитных полей, при которых частота излома $\nu_a = 10^{10}$ Гц, представлены на рис. 4.

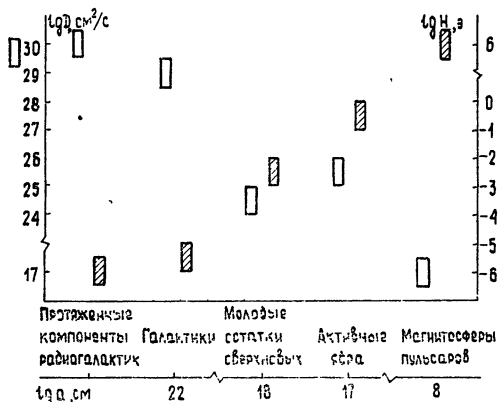


Рис. 4. Характерные коэффициенты диффузии и магнитные поля, получаемые для различных классов радиоисточников, при которых частота излома $\nu_a = 10^{10}$ Гц.

4. В заключение, в качестве примера, приведем несколько галактик (см. табл. 1), спектры которых, по нашему мнению, отражают существование в них жесткой инжекции, проявляющейся в участке спектра с индексом $\alpha = 1/2$, и влияние пространственной ограниченности, проявляющейся в изломе (поскольку это галактики, то самопоглощение и эффект Разина — Цытовича в наблюдаемом частотном диапазоне роли не играют). Коэффициенты диффузии в точке излома наводятся по формуле

$$D(E_a) = 3,34 \cdot 10^{-12} a^2 (\omega_H + \omega_r) |1 - \mu| (\nu_a / H)^{1/2} \text{ см}^2/\text{с} \quad (10)$$

и близки по порядку величины к коэффициенту диффузии, вычисленному для нашей Галактики Гинзбургом и Сыроватским [9]. (Для радиоисточников с линейными спектрами типа $S(1/2)$ сделаны оценки коэф-

* Удобно различать спектры по положению универсального участка на низких (C_{\pm}) либо на высоких (C_{\pm}) частотах.

Таблица 1

Галактики	Наблюдаемые величины				Получаемые величины				Примечание	Ссылки
	Тип спектра	α	γ_a , МГц	$F(\gamma_a)$, Ян	μ	D , 10^{23} см ² /с	P , 10^{23} эрг/с			
							μ	P , 10^{23} эрг/с		
3C 231 4C + 31.04 PKS 0448 --- 187 PKS 0257 --- 128 PKS 2211 --- 255	$C-(\alpha; 1/2)$ ($\mu < 1$)	0,25 0,33 0 0,36 0,33	750 5000 5000 5000 5000	10,2 1,46 0,43 0,24 0,22	$>0,5$ $>0,66$ $>0,0$ $>0,72$ $>0,66$	0,014 3,17 9,3 2,6 3,17	0,15 161,8 4,63 2,59 2,45	$\left\{ \begin{array}{l} R = 6 \text{ Мпк} \\ a = 0,87 \text{ Кпк} \\ R = 322 \text{ Мпк} \end{array} \right.$	[10, 11, 12] [12, 13] [14, 15] [14, 15] [14, 15]	
3C 78 3C 287.1 4C + 07.04	S (1/2)	$\left\{ \begin{array}{l} \leq 38 \\ \geq 5000 \end{array} \right.$ $\left\{ \begin{array}{l} \leq 38 \\ \geq 5000 \end{array} \right.$ $\left\{ \begin{array}{l} \leq 178 \\ \geq 10700 \end{array} \right.$	52 3,4 37 1,43 4,3 0,48	≤ 1 ≤ 1 ≤ 1 ≤ 1 ≤ 1 ≤ 1	≤ 30 ≥ 347 $\leq 10^3$ $\geq 1,2 \cdot 10^4$ $\leq 1,76$ $\geq 13,6$	91 2 · 10 ³ 7,49	$\left\{ \begin{array}{l} R = 158 \text{ Мпк} \\ a = 61 \text{ Кпк} \\ R = 1200 \text{ Мпк} \\ a = 360 \text{ Кпк} \end{array} \right.$	[10, 12, 16] [10, 12, 16] [13, 17]		
PKS 0038 --- 210 PKS 2305 --- 233	$C+(1/2; \alpha)$	-0,06 0,17	5000 5000	0,33 0,25	≥ 1 ≥ 1	9,3 9,3			[14, 15] [14, 15]	

фициентов диффузии в предположении, что точка излома находится либо ниже, либо выше наблюдаемого диапазона.) Для источников со спектрами $C^-(\alpha; 1/2)$ по спектральному индексу α неуниверсального участка спектра (при $\gamma_0 < 1$) получаем ограничение на μ : $1 > \mu > 2\alpha$. Для четырех таких источников излом в спектре оказался небольшим: $\Delta\alpha = 1/2 - \alpha \approx 0,2^*$. Кроме того, для источников со спектрами $C^-(\alpha; 1/2)$ и $S(1/2)$ (для последних предполагалось, что точка излома лежит по частоте ниже наблюдаемого диапазона, иначе говоря, $\mu < 1$) найдены мощности жесткой инжекции по формуле

$$P = 1,15 \cdot 10^{-11} \{F_\gamma(\nu) \nu^{1/2} \{(\omega_H + \omega_r) R^2 H^{-3/2} \text{ эрг/с}, \quad (11)$$

где F выражено в янских. Для определения полной мощности жесткой инжекции в случае источников со спектрами $C_+(1/2; \alpha)$ (т. е. при $\mu > 1$) необходимо знание всего спектра, включая верхнюю граничную частоту ν_0 жесткой инжекции.

Расстояния до источников и их размеры определялись по известным красным смещениям [12] и угловым размерам (при постоянной Хаббла, равной 55 км/с Мпк). Если красных смещений или угловых размеров в нашем распоряжении не было, то принималось $a = 10 \text{ Кпк}$ и $R = 100 \text{ Мпк}$. Магнитное поле бралось равным $3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$, а величина μ (см. сноску) — равной своей нижней границе (2α) для спектров типа $C^-(\alpha; 1/2)$, нулю — для спектров типа $S(1/2)$ в предположении $\mu < 1$, двум — для спектров типа $C_+(1/2; \alpha)$ и $S(1/2)$ в предположении $\mu > 1$.

Таким образом, для протяженных объектов типа галактик из всех перечисленных механизмов наиболее вероятно формирование излома в спектре за счет пространственной ограниченности радиоисточника. Для радиоисточников с крутыми спектрами пространственная ограниченность также приводит к излому, по положению которого можно определить величину коэффициента диффузии [6, 7, 9], однако сам степенной характер электронного спектра определяется в них заданным степенным спектром инжекции.

Авторы благодарны Б. В. Комбергу и А. П. Мирошниченко за ценную информацию, участникам семинара С. Я. Брауде за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Келлерманн К. И. Сб Галактическая и внегалактическая радиоастрономия / Под ред. Г. Л. Верскера и К. И. Келлерманна — М: Мир, 1976. — С 496.
- 2 Гетманцев Г. Г — ДАН СССР, 1952, 83, № 4, с 557.
- 3 Гинзбург В. Л — УФН, 1953, 51, вып. 3, с. 343.
- 4 Кардашев Н. С. — Астрон. журн., 1962, 39, вып. 3, с. 393
- 5 Kats A. V., Kontorovich V. M., Kochanov A. E.—Astrophys. Space Sci., 1978, 57, № 2, p. 347.
- 6 Сыроватский С. И — Астрон. журн., 1959, 36, вып. 1, с. 17.
- 7 Bulanov S. V., Dogel V. A.—Astrophys. Space Sci., 1974, 29, № 2, p. 305.
- 8 Kontorovich V. M., Kochanov A. E.—Astrophys. Space Sci., 1980, 71, № 2, p. 265.
- 9 Гинзбург В. Л., Сыроватский С. Н. Происхождение космических лучей. — М: АН СССР, 1963
- 10 Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Williams P. J. S.—Astrophys. J., 1969, 157, № 1, p. 1.
- 11 Macdonald G. H., Kenderdine S., Nevill A. C.—Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1968, 138, № 3, p. 259.
- 12 Veron M. P., Veron P. ESO preprint № 36 — Geneva, 1978.

* Следует отметить, что ввиду существенной зависимости от размера такой слабо выраженный излом в спектре может быть следствием «неправильности» формы РИ, который нельзя охарактеризовать одним размером. Исследование разрешенных источников позволит определить μ непосредственно из спектра.

13. Pauliny-Toth I. I. K., Kellermann K. I., Davis M. M., Fomalont E. B., Shaffer D. B. — *Astron. J.*, 1972, 77, № 4, p. 265.
14. Condon J. J., Jauncey D. L., Wright A. E. — *Astron. J.*, 1978, 83, № 9, p. 1036.
15. Wall J. V., Wright A. E., Bolton J. G. — *Austr. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, 1976, № 39, p. 1.
16. Fomalont E. B. — *Astron. J.*, 1971, 76, № 6, p. 513.
17. Gower J. F. R., Scott P. F., Willis D. — *Mem. of Roy. Astr. Soc.*, 1967, 71, part 2, p. 49.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
10 сентября 1980 г.

NONLINEAR SPECTRA OF RADIO SOURCES AT RIGID INJECTION

A. E. Kochanov, V. M. Kontorovich

It is shown that breaks in spectra of a number of radio sources containing «universal» section with $\alpha = 1/2$ may be explained by their space limitation at rigid injection of relativistic electrons and mutual action of diffuse and synchrotron (Compton) losses.

Х Р О Н И К А

Пятая Международная школа по физике ионосферы

С 30 октября по 15 ноября 1980 года в г. Сочи проходила Пятая Международная школа по физике ионосферы, организованная Междугосударственным Геофизическим Комитетом и Научным Советом по комплексной проблеме «Распространение радиоволн» АН СССР. В работе школы приняло участие более 100 ученых из Советского Союза и стран СЭВ. Для чтения лекций были приглашены 16 ведущих специалистов в области физики ионосферы и магнитосферы и ионосферного распространения радиоволн.

Ионосферные школы стали традиционными (первая состоялась в 1966 г.). Основная их цель — введение молодых исследователей в круг основных проблем современной физики ионосферы. На пятой школе наряду с лекциями, которые (по просьбе организаторов школы) читались на доступном широкой аудитории уровне, ежедневно проходили научные дискуссии по наиболее острым проблемам, затронутым в лекциях. В дискуссиях участвовали как молодежь, так и известные специалисты в данной области.

(Продолжение см. стр. 1076)