

Механизмы формирования спектров отрицательной кривизны дискретных декаметровых радиоисточников

Н.А. Цвык

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, Харьков-2, ул. Краснознаменная, 4*

Статья поступила в редакцию 13 августа 1997 г.

В настоящей работе проведен анализ экспериментальных спектров отрицательной кривизны из Декаметрового каталога дискретных источников северного неба (Брауде С.Я. и др.) и разработана методика распознавания механизмов поглощения излучения, основанная на сравнении аппроксимаций спектральных характеристик источников с экспериментальными спектрами в окрестности точки максимума. На основании проведенного анализа сделаны выводы о том, что большинство спектров удовлетворяют механизму реабсорбции в модели однородного однокомпонентного источника (около 50% спектров), и ряд спектров в рамках этой модели невозможно согласовать ни с одним механизмом поглощения.

Прослежены основные отличия экспериментальных спектров от их теоретических аппроксимаций в модели однородного источника. Показано, что зависимость оптической толщины от частоты $\tau(f)$ в экспериментальных спектрах обычно существенно расходится с теоретической, способствуя в окрестности точки максимума положительному изгибу линии спектра или поднятию точки максимума над теоретической. Это, скорее всего, свидетельствует о непосредственной связи процессов поглощения с самой излучающей плазмой источника, и может служить дополнительным свидетельством в пользу связи механизма поглощения с реабсорбцией.

У цій роботі проведено аналіз експериментальних спектрів від'ємної кривини з Декаметрового каталогу дискретних джерел північного неба (Брауде С.Я. та ін.) та розроблено методику розпізнавання механізмів поглинання випромінювання, що базується на порівнянні апроксимацій спектральних характеристик джерел з експериментальними спектрами поблизу точки максимуму. На основі проведеного аналізу зроблено висновки про те, що більшість спектрів узгоджується з механізмом реабсорбції у моделі однорідного однокомпонентного джерела (біля 50% спектрів), та ряд спектрів у рамках цієї моделі неможливо узгодити ні з одним механізмом поглинання.

Досліджено основні відмінності експериментальних спектрів від їх теоретичних апроксимацій в моделі однорідного джерела. Показано, що залежність оптичної товщини від частоти $\tau(f)$ в експериментальних спектрах звичайно істотно розбігається з теоретичною, сприяючи поблизу точки максимуму позитивній кривині лінії спектра чи піднесенню точки максимуму над теоретичною. Найскоріше, цей факт свідчить про безпосередній зв'язок процесів поглинання з самою випромінюючою плазмою джерела, та може виступати додатковим свідомством на користь зв'язку механізму поглинання з реабсорбцією.

Введение

Обычно считается, что излучение дискретных радиоисточников связано с синхротронным радиоизлучением внегалактических объектов, производимых активными радиогалактиками и квазарами^{*)}.

Теория внегалактических радиоисточников в настоящее время достаточно хорошо разработана. При этом, существенный шаг в развитии общей теории физических явлений был сделан после того, как были получены качественные высокочастотные радиокарты ряда источников с высоким

пространственным разрешением, что позволило обнаружить ряд типичных морфологических особенностей [6] этих радиоисточников.

Изучение природы радиоизлучения источников должно основываться на наблюдениях во всех диапазонах частот. Однако если высокочастотные измерения (например, на частоте $f=5$ ГГц), дающие информацию о пространственной структуре источников, широко применялись для построения физических моделей источников, то низкочастотные измерения ($f \approx 10$ МГц), не позволяющие проводить картографирование источников на этих частотах, в этих моделях практически не использовались. Проведение низкочастотной интерферометрии [7-9] связано с большими трудностями, и дает неполную, по сравнению с высокочастот-

^{*)} – реже среди дискретных источников встречаются источники, связанные с оболочками – остатками сверхновых и областями HII.

ными наблюдениями, информацию о структуре источников на низких частотах. Поэтому, для того, чтобы правильно интерпретировать полученные в этих наблюдениях данные и извлечь новую информацию об исследуемых источниках, полезно и актуально использовать их в рамках уже имеющейся высокочастотной модели.

Следует отметить, что в отличие от высокочастотных, имеющиеся низкочастотные данные (и прежде всего данные УТР-2 [1-5]), предоставляют в основном информацию лишь о полных (суммарных) потоках радиоизлучения источников. Причем, к настоящему времени для большого числа источников проведены измерения их полных потоков в широком диапазоне частот (от 10 МГц до 10 ГГц). Поэтому реализация неиспользованной до сих пор возможности исследования декаметровых радиоисточников [1-5] по их энергетическим спектрам (зависимостям полного потока излучения S от частоты f), а также изучение особенностей этих спектров и восстановление физических параметров излучающих и поглощающих декаметровое радиоизлучение сред по низкочастотным данным, становятся своевременными.

Заметим, что предварительный анализ таких спектров уже не раз проводился, и были сделаны попытки объяснения ряда низкочастотных особенностей спектров в рамках стандартных и нестандартных моделей [7, 13]. Однако систематическое изучение этих данных до сих пор не проводилось.

Предварительный анализ широкодиапазонных энергетических спектров показывает, что большинство источников обычно описываются степенной зависимостью $S \propto f^{-\alpha}$ со спектральным индексом α [7], согласуясь с теорией высокочастотных спектров в стандартной модели однородного синхротронного источника в высокочастотном диапазоне. В то же время, в декаметровом радиодиапазоне в спектрах ряда источников (порядка 12 %) наблюдаются отрицательные, с выраженным участком «завала» спектральной характеристики (6 %), положительные (4 %), либо знакопеременные (> 2%) искажения линейных характеристик (см. классификацию Брауде С.Я. и др. [7]).

Причины таких низкочастотных искажений спектров, на самом деле, уже предсказывались в ряде теоретических моделей [7, 10], и связывались с взаимодействием синхротронного излучения источников с космическими средами различных типов: релятивистской или тепловой плазмой источника, либо тепловой плазмой на трассе распространения излучения от источника к наблюдателю и других. Тогда, в каждом из механизмов поглощения, параметры поглощающих сред определенным образом отражаются на параметрах

энергетических спектров. Поэтому практический интерес представляет определение с помощью экспериментальных данных типа среды, воздействующей на излучение каждого из источников, и степень ее воздействия.

Целью настоящей работы является систематическое изучение с использованием данных из каталогов [1-5], наблюдаемых низкочастотных спектров отрицательной кривизны в декаметровом радиодиапазоне и построение единой схемы их формирования во всем диапазоне частот, а также выяснение механизмов формирования этих спектров. Исследования проводились в рамках однокомпонентной «эффективной» модели дискретных источников. Такая модель предполагает определенные упрощения пространственной структуры источников, однако оказалось, что около 50% источников практически на всех частотах хорошо описываются в рамках этой модели, что свидетельствует об их достаточно простой структуре.

Метод отбора механизма, объясняющего формирование декаметровой области спектров, основан на сопоставлении наблюдаемых спектральных характеристик источников в окрестности точки максимума (приходящейся для исследуемых спектров на декаметровый диапазон) и их теоретических аппроксимаций, выполненных в привязке к высокочастотной линейной (в логарифмическом масштабе) области спектра в рамках определенного механизма. В качестве диагностируемых спектральных характеристик выбирались частотные зависимости наблюдаемого полного потока излучения источника и модельной оптической толщины поглощающей среды, а в качестве теста механизма затухания использовались основные критические параметры этих зависимостей.

Для описания характеристик радиоизлучения в изучаемых дискретных источниках из каталогов УТР-2 [1-5] в работе изучалось влияние каждого из механизмов поглощения на формирование спектров источников и степень их соответствия однородной и однокомпонентной модели. Соответствующие оценки сведены в таблицу 2.

1. Физические модели источников

Считается, что излучение дискретных радиоисточников в основном связано с синхротронным излучением потоков релятивистских частиц (электронов), генерируемых вблизи внегалактических объектов – квазаров и активных ядер галактик [7].

Типичный дискретный радиоисточник [6,11] на картах с высоким разрешением обычно представляет собой структуру из трех основных морфологически различных радиокомпонент:

– компактной ($\ll 1$ кпк) центральной «родительской» компоненты, связанной с оптически яркой квазизвездной компонентой (квазаром) или

ядром галактики и имеющей «плоский» спектр в радиодиапазоне (со спектральным индексом $\alpha \leq 0,5$ [11]);

– двух тонких протяженных радиоизлучающих струй – джетов, относительно слабой суммарной радиояркости, выявляемых в наблюдениях с высоким разрешением, которые вытягиваются на расстояния нескольких сотен килопарсек в диаметрально противоположные стороны и тормозятся в области «горячих» пятен;

– двух протяженных расположенных вблизи горячих пятен радиообластей – «радиоушей», называемых также «радиолепестками» (radio «lobe») или радиококоном в теоретических моделях [6, 11, 12].

При этом оказывается, что именно «радиолепестки» дают основной вклад в суммарный радиоспектр источника и формируют наблюдаемую спектральную характеристику со спектральным индексом $\alpha=0,8 \div 1,2$. На картах же высокого разрешения эти области имеют волокнистую структуру с относительно низкой поверхностной яркостью и спектральным индексом, плавно изменяющимся от $\alpha=0,5$ (в области горячих пятен и «головы кокона») до $\alpha > 2$ (в окрестности ядра – в «хвосте кокона»), видоизменяясь в зависимости от спектрального диапазона от «компактных», обычно диаметрально разнесенных образований на высоких радиочастотах ($1 \div 10$ ГГц) до цельного диффузного «радиомоста», объединяющего обе компоненты, в декаметровом и гектометровом диапазонах [11]. Однако следует отметить, что на фиксированной частоте сама пространственная структура «радиолепестков», на самом деле, очень разнообразна. Так, на радиокартах они часто выглядят либо как два одинаково ярких диаметрально разнесенных пятна (симметричные радиоисточники), либо, в других случаях, наблюдается только один яркий лепесток («однолепестковые» асимметричные радиоисточники, структура которых объясняется моделью, в которой «лепестки» значительно различаются по размеру и суммарной яркости в два и более раза). Наряду же с этими структурами достаточно часто встречаются «тройные» или «двойные» асимметричные источники, в которых роль третьей или второй компоненты играет само ядро галактики или квазара.

Стандартная физическая модель активных внегалактических радиоисточников достаточно хорошо разработана и описана в литературе [10, 11] и объясняет образование наблюдаемых морфологических структур в рамках джетового механизма.

Центральное ядро (предположительно, черная дыра) непрерывно «высвобождает» порядка 10^{44-46} эрг/с из малого объема, радиуса < 1 пк [6, 11]. Эта «высвобождаемая» энергия локализуется в форме джета – высоконаправленной сверхзвуко-

вой (предположительно, релятивистской) струи плазмы с замороженным в нее магнитным полем [6]. Вещество джета беспрепятственно распространяется на колоссальные расстояния до тех пор, пока не столкнется с фронтом сильных ударных волн, вызванных им же на границе с внешней межгалактической средой: первичной ударной волной («дискон Маха»), в которую сносится вещество джета, и вторичной «изогнутой» (bow) ударной волной, которая ускоряет и нагревает окружающую среду. В этой точке «встречи» джета и ударных волн практически вся энергия джета преобразуется в кинетическую энергию релятивистских частиц – электронов и в магнитное поле. Причем, регистрируемое в наблюдениях радиоизлучение вызывается потоками электронов, ускоренных пост-джетовой ударной волной, (в виде синхротронного излучения высокой яркости вблизи горячих радиопятен), и электронами вещества джета, сильно сжатого ударной волной и растекающегося от горячей точки в обратном направлении, формируя вокруг джетового кавитона замагниченный и синхротронно излучающий «кокон» в виде «радиоушей» – «радиолепестков» квазара.

Естественно, следует ожидать, что радиоизлучение активных областей в процессе распространения подвержено сильному взаимодействию, как с собственной излучающей релятивистской плазмой, так и с «недоускоренной» нерелятивистской плазмой, уплотненной ударными волнами, которую в первом приближении можно описывать как тепловую плазму.

Суммарный поток излучения из дискретного радиоисточника размера Ω ср может быть представлен в виде:

$$S(f) = \int_{\Omega} I_f(f, \vec{\Omega}) d\Omega, \quad (1)$$

где спектральная интенсивность радиоизлучения I_f будет определяться из уравнения переноса излучения:

$$dl_f(f, l)/dl + \kappa(f, l) I_f(f, l) = E_f(f, l). \quad (2)$$

Здесь $\kappa(f, l)$ – коэффициент поглощения излучения вдоль луча зрения, учитывающий как синхротронное самопоглощение, так и тормозное поглощение; $E_f(f, l)$ – излучательная способность среды, определяемая, в основном, синхротронным излучением релятивистской плазмы (излучательной способностью тепловой плазмы можно пренебречь).

Вместе выражения (1) и (2), по сути, и описывают наблюдаемые в эксперименте спектральные характеристики дискретных источников. В то же время, уравнение (2) с учетом реальной структуры

источника является необычайно сложным, поскольку каждый из коэффициентов в нем изначально зависит от многих параметров турбулентной многокомпонентной плазменной среды, находящейся во взаимодействии с ударными волнами, токовыми слоями и магнитными полями и с распространяющимися в ней релятивистскими частицами.

По этой причине имеет смысл сначала исследовать спектральные характеристики источников в рамках некоторой простой эффективной однокомпонентной модели, в которой основной вклад в излучение на низких частотах вносит одна пространственная область источника. Это позволит, с одной стороны, среди имеющихся источников выделить класс однокомпонентных источников (если таковые существуют), а также качественно подобные однокомпонентным источники, в которых две компоненты являются идентичными, но которые не разрешены в пространстве. С другой стороны, такая модель позволит выявить и исследовать отклонения реальных энергетических спектров источников от теоретических и, далее, вернувшись вновь к первоначальной модели реальных источников, установить причины таких отклонений, связывая их с наличием многокомпонентной и неоднородной пространственной структурой источника.

Пусть синхротронное излучение исследуемого источника вызывается потоками релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром, $N_{cr}(E) = KE^{-\gamma}$. Тогда в рамках выбранной нами однокомпонентной модели источника решение уравнения (2) имеет вид:

$$I_f = \int_0^{-l(\infty)} E_{cr}(f, l') \exp\left(\int_{l'}^l \kappa_f(f, l'') dl''\right) dl', \quad (3)$$

где интегрирование проводится вдоль луча зрения l внутри источника и вне его. В случае $\gamma = \text{const}$ и для хаотического квазиоднородного магнитного поля H , коэффициенты излучения E_{cr} и поглощения κ_f зависят от частоты и параметров среды следующим образом [10]. Коэффициент излучения задается аппроксимационной функцией

$$E_{cr}(f, l) \approx C_{1,cr}(\gamma, l) \cdot f^{-\alpha}, \quad (4)$$

$$\alpha = (\gamma - 1)/2, \quad (5)$$

где

$$C_{1,cr}(\gamma, l) = 5,7 \cdot 10^{-29} (5,86)^\gamma \cdot \frac{a_1(\gamma)}{0,8} \cdot N_r H^{(0,5\gamma+0,5)},$$

$$a_1 \approx -0,440879 + 0,946225\gamma - 0,702864\gamma^2 + 0,288561\gamma^3 - 0,0702840\gamma^4 + 0,0101486\gamma^5 - 8,0019 \cdot 10^{-4}\gamma^6 + 2,65512 \cdot 10^{-5}\gamma^7.$$

Коэффициент поглощения задается суперпозицией коэффициента самопоглощения (реабсорбции)

релятивистской плазмы κ_{cr} и коэффициента тормозного поглощения излучения тепловой плазмы κ_{ff} :

$$\kappa_f = \kappa_{cr}(f, l) + \kappa_{ff}(f, l); \quad (6)$$

где

$$\kappa_{cr} \approx C_{2,cr}(\gamma, l) f^{-\alpha-2,5}, \quad (7.1)$$

при

$$C_{2,r}(\gamma, l) = 8,78 (5,86)^\gamma \times$$

$$\times \frac{(\gamma-1)(\gamma+2) a_2(\gamma)}{\gamma \cdot 0,075} N_r H^{(0,5\gamma+1)},$$

$$a_2 \approx 0,01974 + 0,14623\gamma - 0,16079\gamma^2 + 0,09392\gamma^3 - 0,03169\gamma^4 + 0,00621\gamma^5 - 6,50 \cdot 10^{-4}\gamma^6 + 2,81 \cdot 10^{-5}\gamma^7;$$

а коэффициент κ_{ff} зависит от эффективного сечения столкновений. При этом, κ_{ff} можно представить либо степенной функцией, учитывающей в выражении для сечения столкновений дробно-степенной множитель Гаунта [10]:

$$\kappa_{ff} \approx \kappa_{ff}^s = C_g f^{-2,1}, \quad C_g = 0,477 \cdot 10^5 q T_e^{-1,35} N_l, \quad (7.2)$$

либо функцией, использующей «логарифмическое» представление кулоновского сечения столкновений [7]:

$$\kappa_{ff} \approx \kappa_{ff}^c = A_\kappa (B - \ln(f)) / f^2, \quad (7.3)$$

$$A_\kappa = 9,8 \cdot 10^3 q^{-1} N_l T_e^{-1,5}, \quad B = 3,88 + 1,5 \ln(T_e).$$

Здесь $C_{1,2,cr}(\gamma, l)$ – коэффициенты, включающие пространственные зависимости от параметров синхротронной плазмы; $a_{1,2}(\gamma)$ – постоянные, зависящие от спектрального индекса $\gamma = \gamma(\alpha)$ энергетического распределения электронов. $N_r = N_r(l)$ – концентрация релятивистских частиц в см⁻³, $H = H(l)$ – напряженность магнитного поля в мкЭ, l – координата в источнике вдоль луча зрения в пк, T_e – температура электронной плазмы в К, f – частота излучения в МГц и $E_{f,cr}$ – излучательная способность плазмы источника в единицах СГСЕ. Обе аппроксимации $\kappa_{ff} = \kappa_{ff}^c$ и $\kappa_{ff} = \kappa_{ff}^s$ не учитывают влияние магнитного поля и являются практически идентичными в диапазоне температур $5 \div 1000$ К, а параметр q ($q=1 \div 3$) введен для «сшивки» их численных значений.

В таком однородном приближении ($\gamma = \text{const}$, $N, N_r, H \approx \text{const}$) в модели источника с эффективными и не зависящими от частоты пространственными параметрами, Ω_{eff} – телесным углом источника и L_{eff} – эффективной толщиной слоя по-

глощающей среды вдоль луча зрения, поток излучения источника с достаточно большой точностью*) можно представить в виде:

$$S(f) \approx E_{cr}(f) \Omega_{eff} L_{eff} e^{-\tau_{cd}} (1 - e^{-\tau_i}) / \tau_i, \quad (8)$$

где

$$\tau_{cd} = \int_{L_{cd}} \kappa_{ff}(f, l) dl, \quad (9)$$

$$\tau_i = \int_L [\kappa_{cr}(f, l) + \kappa_{ff}(f, l)] dl, \quad (10)$$

τ_i – оптическая толщина плазмы внутри источника и τ_{cd} – оптическая толщина тепловой плазмы вне источника (в «тепловых облаках», вблизи фронта ударной волны либо в пространстве на трассе распространения, где $E_{cr}(f, l \in L_{cd}) = 0$ и L_{cd} – эффективная толщина этой области).

В уравнении (9) интегрирование проводится вдоль луча зрения в интервале $l \in (L, \infty)$, так что эффективная длина луча $L_{cd} \ll R$ (R – расстояние от источника до наблюдателя). Поглощающей средой в этом случае являются либо галактические облака – области конденсации газа и пыли, которые упрощенно можно считать областями с плоской однородной структурой толщины $L_{cd} \approx 1 \div 1000$ пк, либо плазма теплового газа, «обволакивающая» радиоисточник и сжатая ударной волной до размера L_{cd} , так что $L_{cd} \leq L$ (L – размер источника). Причем во втором случае толща газа ударной волны может оказаться пространственно неоднородной за счет турбулентных и эволюционных процессов перераспределения плазмы вдоль оси источника.

В уравнении (10) интегрирование проводится вдоль луча зрения внутри источника, $l \in (0, L)$. При этом, для однородного шаровидного источника диаметра L эффективные размеры источника в (8) равны $\Omega_{eff} \approx (2/3)\pi(L/2R)^2$, $L_{eff} \approx 0,8165L$, а для «оболочечного» источника – $\Omega_{eff} \approx \pi h_L(L/R)$, $L_{eff} \approx 0,8165L$, где h_L – толщина излучающего слоя источника.

Таким образом, соотношения (8) в модели квазиоднородного источника будут давать энергетические спектры с отрицательной кривизной [7], характерной особенностью которых является «завал» спектра в области низких частот и максимум потока излучения S на некоторой частоте f_m ,

определяемой, как видно из (10), параметрами одного из названных механизмов поглощения с преобладающим значением оптической толщины. На высоких частотах энергетический спектр $S = S_{hf}(f)$ будет задаваться излучательной способностью синхротронных электронов источника:

$$S_{hf}(f) = E_{cr}(f) L_{eff} \Omega_{eff} \equiv C_{ij} f^{-\alpha}, \quad (11)$$

где $\alpha = \alpha(\gamma)$, α и γ – спектральные индексы энергетического спектра и плотности энергий релятивистских электронов (5), а вблизи частоты максимума энергетический спектр будет вести себя по закону, который можно достаточно хорошо описать любым из перечисленных механизмов затухания. Так, для оптически толстой плазмы в источнике

$$\frac{1 - \exp(-\tau_i)}{\tau_i} \ll \exp(-\tau_{cd}) \quad (\tau_{cd} \rightarrow 0), \quad (12)$$

в (8) будет превалировать затухание в источнике, и максимальный поток излучения $S_m = S(f_m)$ можно определить как

$$S_m = S_{hf}(f) s_{n(i)},$$

где $S_{hf}(f)$ задано в (11),

$$s_{n(i)} \equiv \frac{1 - \exp(-\tau_{0i})}{\tau_{0i}}, \quad (13)$$

а критическое значение оптической толщины $\tau_{0i} = \tau_i(f_m)$ определяется соотношением

$$\frac{\tau'_{0i}}{e^{\tau'_{0i}} - 1} - \frac{\tau'_{0i}}{\tau_{0i}} = \frac{\alpha}{f_m}, \quad (14)$$

где $\tau'_{0i} = (d\tau_i/df)_m$.

Для механизмов затухания внутри источника можно выделить два случая: случай оптически толстой релятивистской плазмы ($\tau_{0i} \approx \tau_{ocr} \gg \tau_{off}$), и случай оптически толстой тепловой плазмы ($\tau_{0i} \approx \tau_{off} \gg \tau_{ocr}$), где

$$\tau_{ocr} = \int_L \kappa_{cr}(f, l) dl; \quad \tau_{off} = \int_L \kappa_{ff}(f, l) dl.$$

В случае же соотношения оптических толщин $\frac{1 - \exp(-\tau_i)}{\tau_i} \gg \exp(-\tau_{cd})$, (12*)

будет превалировать механизм затухания излучения вне источника, и выражение для максимального потока примет вид:

$$S_m = S_{hf}(f) s_{n(cd)},$$

$$s_{n(cd)} = \exp(-\tau_{cd}), \quad (15)$$

*) – например, заметим, что в случае шаровидного источника без учета затухания в облаке, выражение для потока излучения приобретает вид

$$S(f) = \Omega r_0 E_{cr}(f) \{1 + (2/\tau_i^2)[(1 + \tau_i) e^{-\tau_i} - 1]\} / \tau_i,$$

но его можно приближенно привести к виду (8).

$$\tau'_{0cd} = -\alpha/f_m \quad (16)$$

Заметим также, что во всех рассматриваемых выше механизмах, описываемых соотношениями (6)–(7), среда источника предполагалась в целом прозрачной, т.е. имеющей показатель преломления η равный единице. Однако если релятивистская плазма источника окажется достаточно плотной ($\eta < 1$), то в соотношениях (4), (6) для E_{cr} и κ_{cr} появятся члены следующих порядков малости, которые могут привести к «завалу» энергетического спектра на низких частотах, связанному с эффектом Разина–Цытовича. Этот случай описывается следующей аппроксимационной зависимостью [6, 11]:

$$S = S_m (\Phi_m / f)^\alpha \exp \left\{ \frac{\alpha}{\beta} \left(1 - (\Phi_m / f)^\beta \right) \right\}, \quad (17)$$

где Φ_m – функция φ , β , ξ и α :

$$\Phi_m = 14,4 N_e \varphi / H, \quad (18)$$

$$\varphi = (\beta \varphi / \alpha)^\beta.$$

Здесь N_e , см⁻³ – концентрация плазмы, H , мкЭ – магнитное поле в источнике, а параметры φ , β являются функциями спектрального индекса α , которые по расчетам [6, 11] можно представить в виде:

$$\beta \approx 1,087 - 0,4885\alpha + 0,4114\alpha^2, \quad (19)$$

$$\varphi \approx 3,799 - 2,002\alpha + 0,7928\alpha^2.$$

Заметим, что роль оптической толщины τ в (17) играет параметр β .

Таким образом видно, что низкочастотная область спектральных характеристик в исследуемых моделях полностью описывается аппроксимационными зависимостями оптической толщины от частоты (9), (10), (7.1)–(7.3), причем критическое значение оптической толщины τ_0 , задающее относительное значение максимального потока излучения, $S_{n(i)} = S_m / S_{nf}$ – (13), (15), однозначно определяется спектральным индексом α высокочастотной области спектра и типом механизма затухания – (14), (16).

Тогда, предполагая, что низкочастотный завал энергетического спектра связан с одним из названных выше механизмов затухания, можно рассчитать как теоретические критические оптические толщины, $\tau_0 = \tau_{0\alpha}$ ($\tau_{0\alpha} = \tau_{0i}$ или $\tau_{0\alpha} = \tau_{0cd}$, выражения (14), (16)), их частотные зависимости $\tau_\alpha(f)$ (выражения (9), (10)), так и сам энергетический спектр источника (выражения (13), (14)) в привязке, например, к наблюдаемой частоте максимума спектра $f_m(\tau_{0\alpha}) = f_m$. В то же время, значения оптической толщины можно определить и

непосредственно из экспериментальных данных по формулам (13), (15) и получить $\tau_0 = \tau_0^{\text{exp}}$, $\tau(f) = \tau^{\text{exp}}(f)$, $f_m^{\text{exp}} = f_m$. Совпадение же теоретических и экспериментальных характеристик $\tau(f)$, $S(f)$ может служить критерием соответствия того или иного механизма поглощения излучения квазигомогенной модели источника.

2. Критерии диагностики спектров

Приведенные в каталогах данные содержат спектры отрицательной кривизны, полученные с высокой точностью (<5%) в области высоких частот, и в области низких частот – с погрешностями до 10÷15%. При этом на низких частотах обнаруживается явный «завал» линии спектра и участок с положительным наклоном, так что можно относительно точно зарегистрировать значение частоты максимума f_m и максимального потока излучения S_m .

Тогда, предполагая, что низкочастотный завал связан с одним из названных выше механизмов затухания, основываясь на приведенных теоретических соображениях, можно ввести ряд критериев численной идентификации механизма поглощения излучения по параметрам спектральных характеристик $S(f)$ и $\tau(f)$. Данные критерии отбора механизмов, основанные на сопоставлении «критических» спектральных параметров, вычисленных различными методами по экспериментальным спектрам, перечислены в таблице 1.

Ряд использованных нами критериев основывался на том, что для каждого из механизмов поглощения можно рассчитать теоретическое значение оптической толщины $\tau_0 = \tau_{0\alpha}$ (уравнения (14), (16)) и ее частотную зависимость $\tau_\alpha(f)$ и сравнить их с соответствующими значениями $\tau_0 = \tau_0^{\text{exp}}$ и $\tau^{\text{exp}}(f)$ (уравнения (13), (15)), вычисленными по экспериментальным данным S_m , f_m .

В рамках механизма реабсорбции теоретически предсказываются значения оптических толщин

$$\frac{e^{\tau_{0\alpha}} - 1}{\tau_{0\alpha}} = 1 + 0,4\alpha, \quad (20)$$

$$\tau_\alpha = \tau_{0\alpha} (f_m / f)^2. \quad (21)$$

Аналогично, в механизме тормозного поглощения внутри источника с использованием аппроксимации (7.2) для оптической толщины $\tau_\alpha = \tau_\alpha^g$ получим:

$$\frac{e^{\tau_{0\alpha}} - 1}{\tau_{0\alpha}} = \frac{1}{1 - \alpha / 2,1}, \quad (22)$$

$$\tau_\alpha = \tau_{0\alpha} (f_m / f)^{2,1}. \quad (23)$$

Таблица 1

k	Критерии согласования экспериментальных спектров с теорией	Коэффициент (p) отношения параметров	Диапазон значений для величины p	Индекс ошибки i_{er}
1	совпадение оптических толщин «теоретической» и «экспериментальной»	$p = \tau^{exp} / \tau_{\alpha}$	$0,8 < p < 1,3$	0
			$0,5 < p < 0,8$	1
			$p > 1,3, p < 0,5$	2
2	максимальное совпадение теоретического S_{mc} и экспериментального S^{exp} потоков на наблюдаемой частоте максимума спектральной характеристики f_m	$p = \ln \left(\frac{S_{mc}(f_m)}{S^{exp}(f_m)} \right)$ $S_{mc} = S_{hf}(f_m) s_n$	$ p < \delta \ln S$	0
			$ p > \delta \ln S$	1
			$\delta \ln S$ – погрешность экспериментальных измерений	
3	максимальное совпадение наблюдаемой частоты максимума f_m и частоты f_{mc} экстраполированной с высоких частот к экспериментально наблюдаемому потоку в максимуме	f_{mc} $S_m = S_{hf}(f_{mc}) s_n$	$f_{mc} \in f_m(\min, \max)$	0
			$f_{mc} \notin f_m(\min, \max)$	1
			$f_m(\min, \max)$ – диапазон доверительного распознавания частоты максимума спектра f_m по наблюдательным данным	
4	минимальное отклонение трех теоретических кривых от n экспериментальных точек	$p = (3n \cdot \delta \ln S)^{-1} \times \sum_{3n} \ln \left(\frac{S^{exp}(f)}{S^{theory}(f)} \right)$	$p < 1$	0
			$p > 1$	1

А при использовании аппроксимации (7.3):

$$\frac{e^{\tau_{0\alpha}} - 1}{\tau_{0\alpha}} = \left(1 - \frac{\alpha}{2 + \beta_1} \right)^{-1}, \quad (22.1)$$

$$\beta_1 \equiv 1 / (B - \ln(f_m)),$$

$$\tau_{\alpha} = \beta_1 \left(\frac{f_m}{f} \right)^2 (B - \ln(f)). \quad (23.1)$$

По данным же эксперимента в рамках исследуемых механизмов этим значениям оптической толщины соответствуют значения τ^{exp} :

$$\frac{e^{\tau^{exp}} - 1}{\tau^{exp}} = s_n(f), \quad (24)$$

$$\tau_{0\alpha}^{exp} = \tau^{exp}(f_m), \quad (25)$$

где $s_n \equiv S_m / S_{hf}(f)$. (26)

Для механизма тормозного поглощения вне источника (на трассе распространения) в соответствующих аппроксимациях получаем:

$$\tau_{0\alpha} = \alpha / 2, 1, \quad \tau_{\alpha} = \tau_{0\alpha} f^{-2,1}, \quad (\tau_{\alpha} \equiv \tau_{\alpha}^{\beta}); \quad (27)$$

либо

$$\tau_{0\alpha} = \frac{\alpha}{2 + \beta_1}, \quad (28)$$

$$\tau_{\alpha} = \beta_1 \left(\frac{f_m}{f} \right)^2 (B - \ln(f)), \quad (\tau_{\alpha} \equiv \tau_{\alpha}^{\alpha});$$

причем

$$\tau^{exp} = \ln \{ s_n(f) \}. \quad (29)$$

И для аппроксимации с использованием механизма Разина-Цытовича в предположении затухания в плотной релятивистской плазме источника имеем:

$$\tau_{0\alpha} \equiv \beta_{\alpha} \approx 1,087 - 0,4885\alpha + 0,4114\alpha^2,$$

$$\ln(S/S_m) = \alpha \ln(f_m/f) + \alpha/\beta_{\text{exp}}(1 - (f_m/f)^{\beta_{\text{exp}}}), \quad (30)$$

($\beta_{\text{exp}} \equiv \tau_0^{\text{exp}}$).

С другой стороны, значения максимального потока S_m и частоты максимума f_m могут быть восстановлены с помощью нормированной функции максимального потока S_n (13), (15), которая определяется через оптическую толщину $\tau_{0\alpha}$ для каждого из механизмов затухания (18) - (20). Таким способом значение максимального потока можно «откорректировать», аппроксимируя функцию потока с высоких частот к точке наблюдаемого «завала» на частоте максимума f_m

$$S_{mc} = S_{hf}(f_m)S_n, \quad (31)$$

или получить «откорректированное» значение частоты максимума, аппроксимируя $S(f)$ с высоких частот к уровню наблюдаемого максимального потока S_m

$$S_m = S_{hf}(f_{mc})S_n, \quad (32)$$

где коэффициент S_n индивидуален для каждого из механизмов и для случаев затухания в источнике равен

$$S_n = \frac{1 - e^{-\tau_{0\alpha}}}{\tau_{0\alpha}}, \quad (33)$$

а для случая затухания на трассе распространения

$$S_n = e^{-\tau_{0\alpha}}. \quad (34)$$

Для механизма Разина-Цытовича получаем аппроксимационное выражение для S_{mc} в виде:

$$S_{mc} = S_{hf} \left(f_m / f_{hf} \right)^{-\alpha} \times \exp \left\{ - (\alpha / \beta) \left(1 - \left(f_m / f_{hf} \right)^{-\beta} \right) \right\}. \quad (35)$$

Согласование S_m и S_{mc} стало еще одним из критериев численной идентификации механизма поглощения (таблица 1).

Следует отметить, что перечисленные в таблице 1 критерии идентификации 1÷3 являются некими количественными характеристиками, позволяющими в рамках исследуемых механизмов проводить сравнение теоретических и экспериментальных спектров только в окрестности точки максимума, и потому, в действительности, они не всегда достоверно отражают степень согласованности спектров во всем диапазоне частот. Ввиду этого, ниже вводятся критерии, отражающие количественное, с точки зрения дисперсии среднеквадратичных отклонений экспериментальных точек от теоретических спектральных характеристик (критерий 4, табл. 1), и качественное подобие экспериментальных спектральных характеристик теоретическим (см. следующий раздел) во всем частотном диапазоне.

Дисперсионные критерии идентификации вводились следующим образом.

Для экспериментального энергетического спектра оказывается возможным подобрать из теоретического анализа эмпирические параметры α , τ_0 , S_m , f_m , которые должны быть аналитически связаны между собой теоретическими соотношениями (33)–(35), действительными для какого-либо из перечисленных выше механизмов затухания:

$$S_m = S_m(f_m, \alpha, \tau_0),$$

$$f_m = f_m(S_m, \alpha, \tau_0),$$

так что, используя лишь два экспериментальных параметра спектра (f_m и α , или S_m и α) и одну точку экспериментального спектра (например, высокочастотную – S_{hf} , f_{hf} , либо критическую – S_{mc} , f_{mc}), в рамках каждого из механизмов можно построить ряд перечисленных ниже аппроксимационных спектральных характеристик. Тогда, если аналитические связи между параметрами в действительности достаточно хорошо соблюдаются, и теоретические спектры, построенные для всех аппроксимационных наборов параметров, I – α , $\tau_{0\alpha}$, S_m , f_m ; II – α , $\tau_{0\alpha}$, S_{mc} , f_{mc} , или III – α , $\tau_{0\alpha}$, S_m , f_{mc} , описывают экспериментальные данные с минимальными погрешностями (дисперсия отклонения экспериментальных точек от теоретической кривой оказывается порядка погрешности эксперимента), можно утверждать об имеющейся физической связи данного механизма с проявлением отрицательной кривизны в спектре данных источников, что и вводилось в качестве четвертого критерия количественной идентификации спектрального механизма (таблица 1).

Таким образом, проведя аппроксимацию экспериментальных спектров описанным методом, и установив для аппроксимаций в рамках каждого из механизмов по критериям таблицы 1 суммарное значение индекса ошибки i_{er}

$$i_{er} = \sum_{(k)} i_{er}(k), \quad (36)$$

можно определить по значению этих индексов степень согласования теоретических аппроксимаций с наблюдаемыми спектрами и степень участия каждого из механизмов затухания в формировании отрицательных низкочастотных завалов.

Данный метод диагностики спектров и был использован для обработки имеющихся экспериментальных спектров отрицательной кривизны из каталогов [1-5].

3. Результаты обработки экспериментальных спектров

В рамках исследуемых механизмов с предсказываемыми параметрами $\tau_0 = \tau_{0\alpha}$ (уравнения 14),

(16)) экспериментальные спектры отрицательной кривизны радиоисточников [1-5] были аппроксимированы в экстраполяциях из области высоко-частотного линейного участка спектральной характеристики к экспериментально наблюдаемому значению частоты максимума f_m , при котором $S=S_{mc}(\alpha, f_m)$ (31), (33)–(35) (аппроксимации типа II) к экспериментально наблюдаемому значению максимального потока S_m на частоте $f=f_{mc}(\alpha, S_m)$, (32), (33)–(35) (аппроксимации типа III), а также в привязке к самой экспериментально регистрируемой точке максимума спектра f_m, S_m (аппроксимации типа I). Примеры таких аппроксимаций представлены на рис. 1–3. А также для каждого из механизмов были вычислены суммарные индексы ошибок аппроксимаций (36), численные значения которых сведены в табл. 2, и определена степень согласования изучаемых механизмов с наблюдаемыми спектрами.

Из проведенного анализа (табл. 2) следует, что для большинства экспериментальных спектров наилучшее согласование достигается с механизмом реабсорбции (около 80% источников).

Причины такого выбора механизма можно проследить, проведя сравнительный анализ соотношений параметров теоретических аппроксимаций s_{na}, τ_{α} , (выражения (33)–(35), (21), (23)–(28)) и их экспериментальных эквивалентов s_n^{exp}, τ^{exp} (выражения (24)–(26), (29)), а также частотных зависимостей $s(f), \tau(f)$. Такой анализ последовательно продемонстрирован на примере источника GR 0211+52 на рис. 1, 2, а также на рис. 3 для ряда других источников.

На графиках (см. рис. 1–3) видно, что для источников, спектры которых по критериям 1+3 (табл. 1) согласуются с механизмом реабсорбции ($i_{er}=0\div 2$, см. табл. 2), наблюдается и близкое совпадение τ_0^{exp} с $\tau_{0\alpha}$ (рис. 2), и малые отклонения экспериментальных точек (с дисперсией в пределах погрешности экспериментальных измерений) от теоретических кривых всех трех типов аппроксимаций $S(f)$ (рис. 1). При этом для исследуемых спектров положение экспериментальной точки максимума, S_m, f_m также хорошо приближается к теоретически откорректированным точкам максимума, S_{mc}, f_{mc} и S_m, f_{mc} , восстановленным по параметру $\tau_{0\alpha}$ (рис. 1). В то же время, для остальных механизмов при экстраполяции с высоких частот теоретическая точка экстремума значительно сдвигается относительно экспериментальной в сторону более низкого уровня максимума $S_{mc} \ll S_m$ либо в диапазон более низких частот $f_{mc} \ll f_m$.

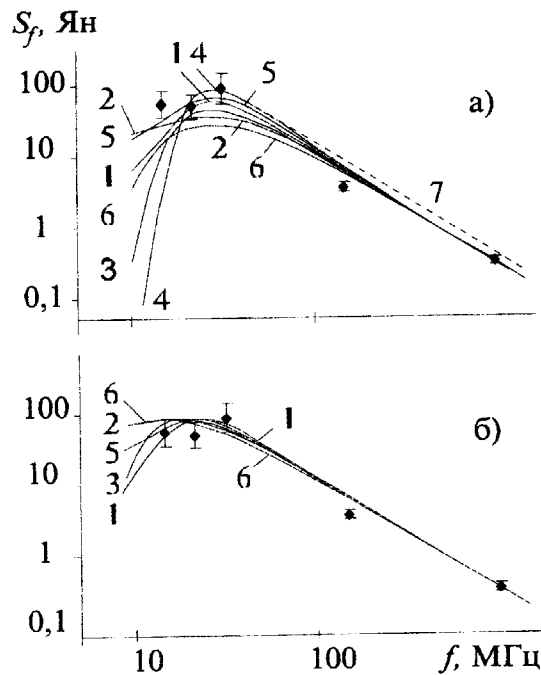


Рис. 1. Аппроксимации экспериментальных спектральных характеристик источника GR 0211+52
(а) 1–6 – при экстраполяции потока излучения $S=S_{mc}(\alpha, f_m)$ к наблюдаемой частоте максимума спектра f_m ; 7 – в привязке к наблюдаемой точке максимума S_m, f_m ; 1 – реабсорбция, 2, 3 – тормозное поглощение в тепловой плазме с $\tau_{\alpha g}$ (2 – внутри источника, 3 – вне источника), 4, 5 – поглощение в тепловой плазме с $\tau_{\alpha c}$ (4 – внутри источника, 5 – вне источника), 6 – затухание Разина-Цытовича;
(б) 1–6 – при экстраполяции частоты максимума спектра f_{mc} к наблюдаемому максимальному потоку излучения S_m в рамках тех же механизмов

В частности, для источника GR0211+52 в рамках механизмов затухания излучения в тепловой плазме источника или вне него: $S_{mc}/S_m=0,6$; $f_{mc}/f_m < 0,5$ и максимальный поток S_m должен быть примерно в 2 раза меньше наблюдаемого, либо наблюдаемый максимальный поток должен приходиться на более низкие (в два раза) частоты (рис. 1). А для механизма затухания за счет эффекта Разина-Цытовича – $S_{mc}/S_m=0,2$, так что расхождение теоретических и наблюдаемых спектров еще более значительное.

Такие соотношения спектральных характеристик, в свою очередь, приводят к значительной разнице критических «теоретической» и «экспериментальной» оптических толщин, значения которых различаются в 2÷5 раз, так что $\tau_0^{exp} \ll \tau_{0\alpha}$ и $\tau_0^{exp}/\tau_{0\alpha} < 0,2\div 0,5$. Выявленное же соответствие большинства экспериментальных спектров механизму реабсорбции означает, что наблюдаемые значения максимальных потоков излучения

Таблица 2.

название источника	S_m	f_m	α	z	θ	дисперсия экспериментальных данных	индексы ошибок i_{er} в аппроксимациях механизмами						тип кривой	выбираемый механизм
							реабсорбция	затухание в				Разина-Цыговича		
								источнике	облаке		RT			
GR							RA	S^g	S^c	C^g	C^c	RT	$\tau(f)$	
0211+52	83	30	1,51	-	-	0,155	0	4	2	4	2?	4	A	RA
0354+59	41	23	1,10	-	-	0,189	0	3	2?	3	2?	4	A?	RA
0357+53	55	28	1,40	-	-	0,704	0	4	2?	4	2?	4	A	RA
0634+54	36	28	0,76	-	-	0,071	2	4	2?	4	2	4	A,	RA
1152+58	27	30	0,67	-	-	0,044	4	4	2?	4	3?	4		?
1303+53	30	22	1,36	-	-	0,066	1	4	2?	4	2?	4	B	RA
1409+52	97	40	0,38	-	-	0,027	2	4	2?	4	2?	4	A	RA
1632+59	44	28	1,23	-	-	0,125	1	4	2?	4	2?	4	A	RA
0651+54	90	30	0,74	-	-	0,032	2	3	2?	3	3?	4	B	RA?
0835+58(3C205)	60	30	0,72	1,53	20	0,022	3	4	3?	4	3?	4	A	RA?
1235+53	55	23	1,17	-	-	0,061	1	4	3?	4	3?	4	A	RA
0039+51(3C20)	140	17	0,60	0,10	53	0,569	1	3	2?	3	2?	4	A	RA
0053+43(4C43,03)	30	15	1,03	-	-	0,042	0	3	2?	3	2?	4	B	RA
0115+46(4C46,03)	46	20	1,40	-	-	0,091	1	3	2?	3	3?	4	B	RA
0219+42(3C66)	200	16	0,84	0,02	30	0,032	4	2	3	2	2	4	A?	S,C
0404+42(3C103)	230	7	0,97	-	-	0,017	0	3	2?	3	2?	4	B	RA?
0629+46(4C46,12)	50	70	0,96	-	-	0,298	2	1	2	1	2	4	B	S,C
0905+42(3C216)	90	25	0,82	0,67	0,8	0,202	1	3	2?	3	2?	4	A	RA
1210+48(4C48,34)	70	50	1,00	-	-	0,054	0	3	1?	3	1?	4	A	RA
1722+50(3C356)	65	9	0,80	0,01	75	0,043	4	4	2?	4	4	4		
1828+48(3C380)	345	17	0,75	0,67	5	0,016	1	4	3?	4	3?	4	A?	RA
1805+48(4C48,45)	100	22	1,19	-	-	0,076	2	4	2?	4	2?	4	A	RA
0018+15(3C9)	950	22	0,93	0,43	2,5	0,033	2	4	2	4	2?	4	B	RA,C?
0038+09(3C18,0)	100	25	0,75	0,19	25,0	0,046	4	4	3	4	2?	4	B	
0653+10	100	35	1,29	-	-	0,089	2	4	2?	4	2?	4	A?	RA,C?
0722+12	85	35	1,22	-	-	0,142	4	4	3	4	2?	4	B	
0758+14(3C190)	90	30	0,83	0,80	2,0	0,045	4	4	3	4	2?	4	B	
1803+10(3C368)	120	30	1,25	-	-	0,114	1	4	2?	4	2?	4	A?	RA
2243+17	50	22	1,00	-	-	0,152	4	3	2?	4	2?	4	B	S?
0802+10(3C191)	85	19	0,90	1,95	1,0	0,085	2	4	3	4	1	4	B	RA
0827+19(qsi)	40	20	1,00	-	-	0,120	2	1	2?	1	2?	4	B	
0947+14(3C228)	105	30	0,89	0,50	3,5	0,028	2	4	3?	4	2?	4	B	RA
1304+09	65	20	0,93	-	-	0,067	1	4	3?	4	3?	4	A	RA
0003-00(3C2)	70	22	0,69	0,60	4,0	0,039	4	4	3	4	2?	4	B	
0827+08(qso)	120	20	0,83	0,60	4,0	0,033	2	4	2?	4	2?	4	A	RA
1023+06(3C243)	120	24	1,19	1,70	0,8	0,031	2	4	3	4	2?	4	A	RA
1515+07(3C317)	250	28	0,90	0,04	25,0	0,425	3	4	2?	4	2?	4	B	RA?
1121+05(g)	50	22	0,85	0,04	25,0	0,087	4	4	3	4	2?	4	B	
1720+07	95	19	1,36	-	-	0,161	4	4	3	4	2?	4	B	
1326+06	55	32	1,38	-	-	0,539	1	4	2?	4	2?	4		RA
0809+48(3C196)														
источник в целом	360	8	0,77	0,87	2,2	0,012	3	3	3	4	3	4		
северо-восточный	26	160	0,83	0,87	0,06	0,5	1	3	3	3	3	4	A	RA
юго-западный	108	30	0,81	0,87	2,2	0,056	3	1	1	2	1	4	A	C,S
3с461-Cas A	43	17	0,81	0	300	0,245	4	4	4	4	4	4		
3с405-ЛЕБЕДЬ А	27540	22	0,7	0,06	126	0,026	2	4	4	4	4	4	A	RA

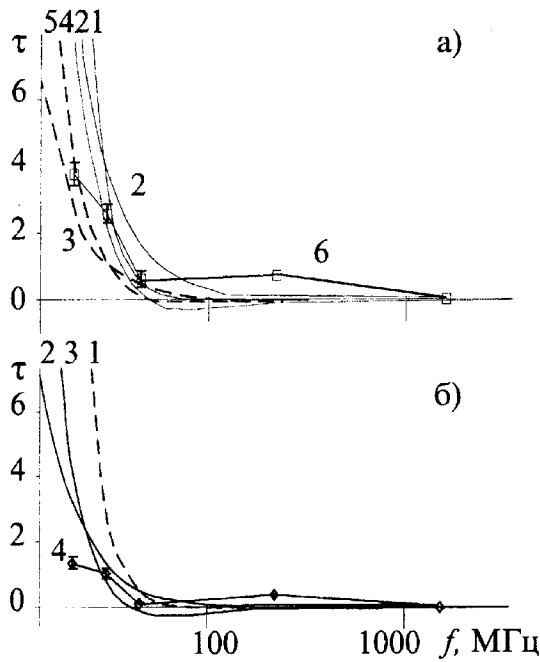


Рис. 2. Аппроксимации частотной зависимости оптической толщины для источника GR 0211+52 в рамках механизмов поглощения:

(а) поглощение в источнике: 1– аппроксимации в привязке к наблюдаемой точке максимума S_m , f_m (в рамках механизмов реабсорбции и тормозного поглощения); 2, 3 – тормозное поглощение в тепловой плазме с τ_{α^g} при экстраполяции экстремума спектральной характеристики к наблюдаемой частоте максимума f_m (кривая 2), и к наблюдаемому максимальному потоку излучения S_m (кривая 3); 4, 5– поглощение в тепловой плазме с τ_{α^c} в тех же экстраполяциях; 6– наблюдения (τ^{exp}); (б) поглощение в облаке: 1– аппроксимации в привязке к наблюдаемой точке максимума S_m , f_m , 2– аппроксимации при экстраполяции экстремума к наблюдаемой частоте максимума спектра f_m , 3 – при экстраполяции к наблюдаемому значению S_m , 4– наблюдения (τ^{exp})

слишком велики, чтобы можно было объяснить их механизмами затухания излучения источников в тепловой плазме или в плотной релятивистской среде. Заметим, что полученный факт может также свидетельствовать и о высокой степени разреженности плазмы соответствующих сред, такой что их концентрация должна быть много ниже значений N , рассчитываемых по критическим параметрам спектров (см. выражения (7.1)–(7.3)).

Однако для достоверного установления механизма поглощения кроме малых значений индекса ошибки i_{er} (36) необходимо получить и качественное повторение хода кривых экспериментальной и теоретической характеристик $\tau(f)$. В то же время, сопоставление частотных зависимостей оптической толщины τ^{exp} , определяемой по экспериментальным данным, с теоретическими кривыми $\tau_{\alpha}(f)$

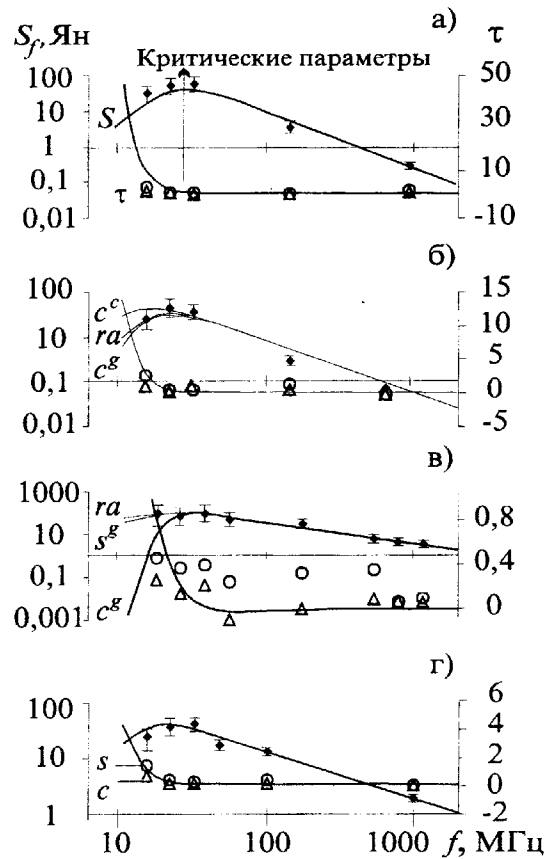


Рис. 3 Аппроксимации спектральных характеристик (плотности потока S оптической толщины τ от частоты), удовлетворяющие низким индексам ошибки $i_{er} < 4$: (а) – радиоисточник GR 0357+53 (в рамках механизма реабсорбции, $i_{er}=0$); (б) – GR 0354+59 (ra – реабсорбция, $i_{er}=0$, и c^g , c^c – тормозное поглощение излучения вне источника, $i_{er}=3$); (в) – GR 0651+54 (ra – реабсорбция, $i_{er}=2$, c^g – поглощение вне источника и s^g – поглощение в источнике, $i_{er}=3$); (г) – GR 0634+54 (реабсорбция, $i_{er}=2$)

(рис. 2, 3) показывает, что для ряда спектров наблюдается их существенное расхождение. Так, если зависимость $\tau_{\alpha}(f)$ всегда представляет собой гладкую экспоненциально убывающую положительную функцию^{*)}, экспериментальная кривая $\tau^{exp}(f)$ в ряде случаев даже не имеет качественного подобия теоретической кривой, обнаруживая резкие колебания и сильный разброс точек τ^{exp} как в околосредней области, так и в высокочастотной области (см. рис. 3, в). Для отображения степени такого качественного согласования

^{*)} Заметим, что встречающиеся в расчетах аппроксимаций отклонения кривой $\tau^c(f)$ от равномерного убывания и переход ее в область отрицательных значений связаны с выходом за область определения кулоновской аппроксимации частоты столкновения при температурах $T < 1$ К. В таблице 2 индексы ошибок в таких аппроксимациях помечены знаком вопроса.

спектральных характеристик были дополнительно введены также «качественные» критерии **A** и **B**-типа. В таблице 2 спектральные характеристики источников с сильными нерегулярными искажениями функции $\tau^{\text{exp}}(f)$ (рис. 3, в) классифицированы критерием **B**, а с хорошим подобием зависимостей $\tau^{\text{exp}}(f)$ и $\tau_{\alpha}(f)$ – критерием **A** (рис. 3, а, б, г). Заметим, что наблюдаемые расхождения в поведении кривых $\tau^{\text{exp}}(f)$ и $\tau_{\alpha}(f)$ для спектральных характеристик **B**-типа должны свидетельствовать о том, что для этих источников непригодно моделирование в рамках исследуемой нами однородной однокомпонентной модели. Причем, как видно из таблицы 2, типом **B** классифицируются около 30% характеристик источников с «установленным» по численным критериям таблицы 1 механизмом реабсорбции, и по этой причине их приходится исключить из числа источников с достоверно «отождествленным» механизмом поглощения. Получение же низких значений i_{er} в модельных аппроксимациях данного класса источников, скорее всего, является случайным и вызвано тем, что значения индексов ошибок по критериям 1÷3 (табл.1) могут дать случайное совпадение параметров спектральных характеристик в окрестности точки максимума, и понизить суммарный индекс i_{er} в то время как на самом деле теоретические спектральные характеристики этих источников во всем диапазоне частот имеют плохое согласование с экспериментом. Такие источники необходимо подробно исследовать в рамках более сложных моделей.

Причины возникновения больших индексов ошибок для источников с регулярными экспериментальными характеристиками $\tau^{\text{exp}}(f)$ (**A**-типа) можно проследить при непосредственном сравнении частотных зависимостей $\tau^{\text{exp}}(f)$ с $\tau_{\alpha}(f)$ (см. рис. 2). При таком сравнении оказывается, что для большинства источников с понижением частоты в диапазоне $f > f_m$ при приближении к точке максимума f_m экспериментальная оптическая толщина $\tau^{\text{exp}}(f)$ растет быстрее теоретической $\tau_{\alpha}(f)$, а на частотах $f < f_m$ существенно отклоняется от предполагаемого экспоненциального закона и замедляет рост, что дает наблюдаемое различие значений $\tau^{\text{exp}}(f)$ и $\tau_{\alpha}(f)$ в точке $f = f_m$. При этом низкочастотные искажения τ^{exp} приводят к тому, что наблюдаемая линия спектра зависимости потока излучения S от частоты вблизи частоты максимума резко «перегибается» и переходит к плавно спадающему участку в низкочастотной области. В то время как теоретически предсказанное положение максимума спектра должно приходиться на более низкочастотный диапазон, экспериментально наблюдается максимум, смещенный к высоким

частотам, стремящийся как бы «возвыситься» над теоретической спектральной характеристикой или даже «положительно выгнуть» линейный участок перед областью завала (см. рис. 1). Заметим также, что в каталогах [1-5] достаточно часто встречаются и энергетические спектры с положительной кривизной, в которых, можно считать, данная тенденция к возрастанию спектрального индекса перед низкочастотным «завалом» оказывается выраженной в явном виде.

Описанное явление «нестандартного» изгиба спектра не может быть объяснено в рамках модели однородного и изотропного источника. Оно требует дальнейшего изучения, которое предполагается произвести в последующих работах. Вместе с тем, не вдаваясь в детали, отметим, что данное явление можно качественно интерпретировать, используя джетовую теоретическую модель и «детальные» свойства пространственной структуры реальных источников следующим образом. В результате эволюционных и диффузионных физических процессов, связанных, в частности, с растеканием электронов кокона от горячих пятен к периферии, энергетическое распределение излучающих электронов источника становится пространственно неоднородным, причем таким, что центральная область или «голова» кокона оказывается насыщенной высокоэнергетичными электронами, формирующими основную структуру энергетического спектра с высокочастотным спектральным индексом α , а периферия кокона насыщается большим числом низкоэнергетичных электронов, энергетическое распределение которых имеет более высокий спектральный индекс, и тогда при определенных условиях может возникнуть ситуация, когда на низких частотах излучение периферии источника станет превалировать над излучением «головы» и вызовет наблюдаемое в эксперименте положительное «укручение» суммарного энергетического спектра источника. Заметим также, что в рамках описанной качественной модели оказывается возможным судить и о возрасте источников. В частности, можно считать, что чем больше в источнике «отработавших» низкоэнергетичных электронов, тем старше источник. И тогда наблюдаемые спектры без положительных прогибов можно приписать «молодым» источникам, а с явно выраженным положительным прогибом – «старым» источникам.

Другие часто встречающиеся искажения характеристик τ^{exp} – это прогибы на высоких частотах в область отрицательных значений (в то время как $\tau_{\alpha} > 0$ во всем диапазоне), либо в область больших значений $\tau^{\text{exp}} \gg \tau_{\alpha}$. В то же время, по исходным характеристикам $S(f)$ видно, что такие искажения τ^{exp} связаны со значительными отклонениями экспериментального спектра от высокочастотного

закона $Sf^\alpha = \text{const}$, при которых экспериментальные точки лежат гораздо выше ($\tau^{\text{exp}} < 0$) либо ниже ($\tau^{\text{exp}} > \tau_\alpha$) теоретической кривой. Заметим, что, с одной стороны, такие искажения могут быть вызваны экспериментальными погрешностями измерений (в том числе, погрешностями, вносимыми при «случайных» вариациях измеряемых потоков в результате ионосферных и других искажений, или «регулярными» погрешностями, связанными с проведением измерений на разных телескопах). Однако, с другой стороны, они также могут быть вызваны и реальными искажениями спектров, возникающими из-за неоднородной (многокомпонентной) пространственной структуры источника. Заметим также, что в пользу необходимости усложнения модели свидетельствует и тот факт, что приводимые в каталогах [1-5] оценки погрешностей эксперимента обычно оказываются много меньше величин дисперсии разброса экспериментальных точек потока излучения относительно модельных кривых $S(f)$.

Проведение же многокомпонентного моделирования возможно лишь после привлечения дополнительных параметров в модель источника и может быть выполнено только для некоторых достаточно хорошо изученных источников.

Таким образом, проведенные в работе исследования могут дать лишь предварительные сведения о механизмах поглощения, но для достоверной идентификации этих механизмов необходимо проводить более детальное моделирование каждого из радиоисточников с учетом физики всех происходящих в нем процессов взаимодействия релятивистских потоков частиц со средой, привлекая данные о расстоянии до источника, его видимых размерах и пространственной структуре, доступной в картографировании по высокочастотным экспериментам на VLBI.

Автор выражает благодарность академику Брауде С.Я. за поставленную задачу, а также профессорам Боеву А.Г., Меню А.В. и сотрудникам отдела декаметровой радиоастрономии РИ НАН Украины за постоянное внимание к работе.

Литература

1. S.Ya. Braude, A.V. Megn, B.P. Rabov, N.K. Sharykin, K.P. Sokolov, I.N. Zhouck. *Astrophysics and Space Science*. 1978, **59**, p. 145-179.
2. S.Ya. Braude, A.V. Megn, K.P. Sokolov, N.K. Sharykin. *Astrophysics and Space Science*. 1979, **64**, p. 127-151.
3. S.Ya. Braude, A.P. Miroshnichenco, K.P. Sokolov, N.K. Sharykin. *Astrophysics and Space Science*. 1981, **76**, p. 279-299.
4. S.Ya. Braude, N.K. Sharykin, K.P. Sokolov, S.M. Zakharenko. *Astrophysics and Space Science*. 1985, **111**, p. 237-252.
5. S.Ya. Braude, K.P. Sokolov, N.K. Sharykin, S.M. Zakharenko. *Astrophysics and Space Science*. 1995, **226**, p. 245-271.
6. M.C. Begelman, R.D. Bladford, M.J. Rees. *Rev. of Modern Physics*. 1984, **56**, No. 2, Part 1. (Физика внегалактических источников радиоизлучения. Москва, Мир, 1987, 387 с.).
7. С.Я. Брауде, И.Н. Жук, О.М. Лебедева, А.В. Мень, Б.П. Рябов. *УФЖ*. 1969, **14**, №11, с. 1761-1785.
8. С.Я. Брауде, А.В. Мень. *ДАН Украины*. 1994, № 11, с. 80-84.
9. А.В. Мень, С.Я. Брауде, и др. *Письма в Астрономич. журнал*. 1996, **22**, №6, с. 428-432.
10. С.А. Каплан, С.Б. Пикельнер. *Физика межзвездной среды*. Москва, Наука, 1979, 590 с.
11. C.L. Carilli, P.D. Barthel. *Astron. Astroph. Rev.* 1996, **8**, p. 1-54.
12. L.C. Jafelice, R. Opher. *MNRAS*. 1992, **257**, p. 135-151.
13. А.Е. Кочанов. *ДАН Украины*. 1991, №5, с. 67-71.

Mechanisms forming negative curvature spectra of discrete decimeter radio sources

N.A. Tsvyk

We analyse the experimental negative curvature spectra from the Decameter Survey of Discrete Sources in the Northern Sky (by Braude S.Ya. et al.) and work out a method to distinguish the absorption mechanisms of radio emission based on comparison of the source spectra characteristics approximated and experimental ones in the region of maximum point. It was obtained that for the most of these experimental spectra fit to approximation by reabsorption mechanism in the one-component homogeneous sources model (near 50% spectra), and a number of them does not fit to any ordinary absorption mechanism in the frame of this source model.

The ground distinctions of the experimental spectra from theoretical approximations are traced in the homogeneous source model. It is demonstrated that the optical thickness frequency dependence $\tau(f)$ differs significantly from theoretical one, forming positive curvature in the spectra line near the spectra maximum point. It indicates to the immediate connection of radiation losses to the mechanism of self-absorption.