

## О связи низкочастотных спектров нетепловых радиоисточников с физическими характеристиками космической среды. II\*) (Обзор)

А. В. Мень, С. Я. Брауде

*Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины,  
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4*

*Статья поступила в редакцию 29 января 1999 г.*

Статья посвящена космическим нетепловым радиоисточникам, в спектрах которых наблюдается четко выраженный максимум излучения на определенной частоте. Приводятся результаты расчетов таких спектров для ряда квазаров, радиогалактик и остатков сверхновых звезд с учетом различных физических процессов, приводящих к деформации степенных спектров, характерных для синхротронного механизма генерации. Рассматривается возможность определения по спектральным измерениям таких параметров космической среды, как электронная температура, мера эмиссии (плотность электронов), поперечная к направлению движения релятивистских электронов составляющая напряженности космических магнитных полей.

Стаття присвячена космічним нетепловим радіоджерелам, у спектрах яких спостерігається чітко виражений максимум випромінювання на певній частоті. Проводиться розрахунок таких спектрів для ряду квазарів, радіогалактик та залишків наднових зірок в межах різних фізичних процесів, які призводять до деформації степеневих спектрів, характерних для синхротронного механізму генерації. Розглядається можливість визначення за спектральними вимірами таких параметрів космічного середовища, як електронна температура, міра емісії (густина електронів), поперечна до напрямку руху релятивістських електронів складова напруженості космічних магнітних полів.

Окружающая космические радиоисточники среда оказывает существенное влияние на их структуру и эволюцию. Поэтому очень важно определять различные физические характеристики космической среды. Как показано в [1], одним из возможных способов решения такой задачи является использование спектральных измерений космических радиоисточников. Настоящая статья является продолжением работы [1], в которой получены расчетные соотношения, позволяющие определять спектры космических радиоисточников с синхротронным излучением при различных механизмах поглощения радиоволн и находить по этим характеристикам параметры космической плазмы. В [1] рассмотрены идеализированные модели как однокомпонентных, так и двухкомпонентных источников в предположении об их пространственной однородности и изотропности. В качестве физических процессов, приводящих к деформации степенных спектров, характерных для синхротронного механизма генерации, были рассмотрены реабсорбция (самопоглощение излучения), поглощение в космической плазме как на луче зрения, так и в самом радиоисточнике, и эффект Разина-Цытовича. В тех случаях, когда удавалось установить причину деформации частотного спектра, исследова-

лась возможность нахождения по спектральным измерениям таких параметров космической плазмы, как электронная температура и мера эмиссии (плотность электронов), а также определялась поперечная к направлению движения релятивистских электронов составляющая напряженности космических магнитных полей.

### Космические радиоисточники со спектрами с отрицательной кривизной

Как известно [1], эти спектры относятся ко II типу и характеризуются тем, что линейная (в логарифмическом масштабе) зависимость спектральной плотности излучения от частоты таких радиоисточников при понижении частоты вначале растет, затем уплощается и проходит через максимум, а при дальнейшем понижении частоты монотонно убывает. Рассмотрим несколько космических радиоисточников с такими спектрами.

#### Квазар 3C196

Квазар 3C196 исследовался в широком диапазоне волн от сантиметровых до декаметро-

\* Статья является II частью обзора, посвященного указанному вопросу.



вых [2-13]. На высоких частотах квазар состоит из двух ярких компонентов – юго-западного и северо-восточного, разнесенных друг от друга на  $5,5''$  при позиционном угле примерно  $30^\circ$ . Размеры обоих компонентов менее  $3''$ , а отношение их плотностей потоков излучения составляет  $S_1/S_2 = 1,25$ . Наиболее детально структура 3C196 исследована в диапазоне частот от 408 до 5000 МГц. Здесь спектр всего радиоисточника и его компонентов степенной  $S \sim \nu^{-\alpha}$  ( $S$  – спектральная плотность излучения,  $\nu$  – частота,  $\alpha$  – спектральный индекс), т. е. линейный в логарифмическом масштабе ( $\lg S - \lg \nu$ ). Спектральный индекс всего радиоисточника  $\alpha = 0,89$ , а у компонентов  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0,83$ . Для иллюстрации измеренные спектры всего радиоисточника и его компонентов приведены сплошными линиями на рис. 1\*).

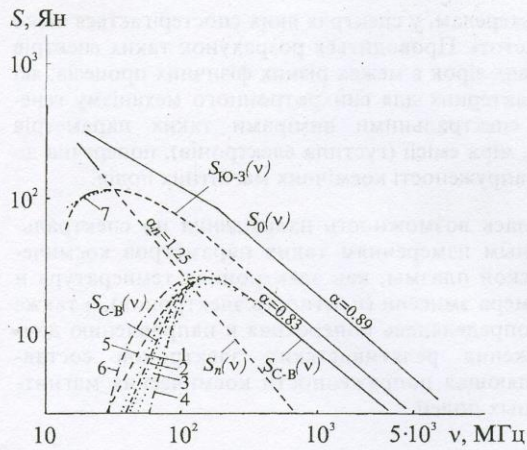


Рис. 1. Спектр  $S_0(\nu)$  полного излучения квазара 3C196 и отдельно компактных компонентов: юго-западного  $S_{Ю-З}(\nu)$ , северо-восточного  $S_{С-В}(\nu)$  и протяженного  $S_n(\nu)$ . Сплошные кривые – результаты измерений, штриховые – результат экстраполяции и расчета. Пунктирные кривые 1, 2, 3 – расчет зависимости  $S_{С-В}(\nu)$  при механизме реабсорбции при  $H_{\perp} = 50, 100$  и  $200$  мкЭ соответственно. Штрих-пунктирная кривая 4 – расчет  $S_{С-В}(\nu)$ , учитывающий затухание в плазме на трассе распространения. Штриховая кривая 5 – расчет  $S_{С-В}(\nu)$ , учитывающий затухание в ионизированной среде радиоисточника. Штрих-пунктирная кривая 6 – расчет  $S_{С-В}(\nu)$  при учете эффекта Ризина-Цытовича. Точечная кривая 7 – расчет  $S_{Ю-З}(\nu)$  при учете эффекта Ризина-Цытовича

\* На этом и других рисунках ошибки измерений спектральных плотностей потоков радиоизлучения источников составляют обычно  $\pm 10 \div 15\%$  от приведенных значений.

В декаметровом диапазоне структура этого радиоисточника оказалась существенно иной. На частотах 20 и 25 МГц он состоит из компактного компонента с размером  $2,15''$  и более интенсивно излучающего протяженного с размером около  $26''$  [11-13], который еще не наблюдался на более высоких частотах. Поскольку в северо-восточном компоненте была обнаружена очень компактная деталь с размерами  $0,065'' \times 0,045''$ , обеспечивающая большую часть его излучения [10], в нем вероятно реабсорбция, приводящая к падению интенсивности излучения на низких частотах, и поэтому можно полагать, что в декаметровом диапазоне принимается излучение только юго-западного компонента квазара. Определяя спектр этого компонента интерполяцией между результатами высокочастотных и низкочастотных измерений (штриховая кривая  $S_{Ю-З}(\nu)$  на рис. 1) и полагая, что спектр протяженного компонента, определенный в интервале от 20 до 25 МГц, может быть экстраполирован в область высоких частот как степенной  $S_n \sim \nu^{-\alpha_n}$  с тем же, что и в декаметровом диапазоне, спектральным индексом  $\alpha_n = 1,25^{**}$ , спектр северо-восточного компонента можно найти как

$$S_{С-В}(\nu) = S_0(\nu) - S_{Ю-З}(\nu) - S_n(\nu). \quad (1)$$

Здесь  $S_0(\nu)$ ,  $S_{Ю-З}(\nu)$  и  $S_n(\nu)$  – спектры полного радиоизлучения квазара, его компактного (юго-западного) и протяженного компонентов соответственно. На рис. 1 частотные спектры всех указанных компонентов обозначены штриховыми линиями в интервале частот, где наблюдения еще не проводились. Как видно из рисунка, спектр северо-восточного компонента имеет четко выраженный максимум на частоте  $\nu_{01} = (160 \pm 10)$  МГц при максимальной величине спектральной плотности потока излучения  $S_{m1} = 26$  Ян. На частотах  $\nu < 50 \div 60$  МГц зависимость  $S_{С-В}(\nu) \sim \nu^{5/2}$ , как и должно быть у космических радиоисточников, в которых наблюдается реабсорбция. Результаты расчета  $\nu_{m1}$  и  $S_{m1}$ , проведенного в соответствии с (I.1.6) и (I.1.7)\*\*\* с учетом того, что согласно (I.1.4), при  $\alpha = 0,83$  оптическая толщина  $\tau_0 = 0,55$ , и красное смещение квазара  $z = 0,871$ , а эффективный размер  $\theta_{\text{eff}} = \sqrt{0,065'' \times 0,045''}$ , для нескольких зна-

\*\* Из-за большой величины спектрального индекса, приводящей к быстрому падению спектральной плотности излучения с увеличением частоты, отдельно обнаружить протяженный источник на высоких частотах пока не удалось. Однако, как показано в [11], предполагаемый вид его спектра согласуется с высокочастотными наблюдениями квазара 3C196.

\*\*\* В ссылках на формулы ч. I этой статьи [1] указывается индекс I.



чений поперечной составляющей напряженности магнитного поля  $H_{\perp}$  даны в табл. 1.

Таблица 1.

Зависимость  $\nu_{m1}$  и  $S_{m1}$  от поперечной составляющей космического магнитного поля  $H_{\perp}$  для квазара 3C196

$H_{\perp}$ , мкЭ	$\nu_{01}$ , МГц	$S_{m1}$ , Ян
50	137,7	28,4
100	152,8	26,1
136	160	25,1
200	169,5	23,9

При расчете использованы результаты измерения северо-восточного компонента на частоте  $\nu_1 = 408$  МГц, где  $S_1 = 15$  Ян.

Учитывая, что по разным оценкам величина  $H_{\perp}$  составляет от 130 [5] до 200 мкЭ [8], полученное по результатам спектральных измерений квазара 3C196 значение  $H_{\perp}$ , заключенное между 100 и 136 мкЭ, хорошо согласуется с другими наблюдениями.

Общий вид спектра северо-восточного компонента при учете эффекта реабсорбции, рассчитанный в соответствии с (I.1.8) для значений  $H_{\perp} = 50, 100$  и  $200$  мкЭ, изображен на рис. 1 пунктирными кривыми 1, 2 и 3 соответственно. Как следует из рис. 1, определенный из эксперимента спектр  $S_{c-v}(\nu)$  и величина  $S_{m1}$  хорошо согласуются с расчетом при  $H_{\perp} = 100$  мкЭ. Однако расчетная и экспериментальная величина частоты  $\nu_{01}$  совпадают при  $H_{\perp} = 136$  мкЭ. Несмотря на приближенный характер рассмотренного метода, частота максимума излучения  $\nu_{01}$  определяется при этом более точно, чем максимальный поток излучения  $S_{m1}$ , поэтому величина  $H_{\perp} = (136 \pm 20)$  мкЭ в северо-восточном компоненте квазара представляется наиболее достоверной.

Попытки сопоставить частотный спектр северо-восточного компонента с модельными спектрами, полученными с учетом иных физических механизмов, рассмотренными в [1], оказались неудачными. Если сравнить полученный согласно (I) спектр  $S_{c-v}(\nu)$  с результатами расчета по формуле (I.1.19) для случая затухания в космической плазме, находящейся на трассе распространения радиоволн (штрих-пунктирная кривая 4 на рис. 1), то видно, что наблюдается существенное расхождение между этими зависимостями, связанное с тем, что убывание интенсивности излучения с понижением частоты (при  $\nu < \nu_{m1}$ ) в этом случае происходит значительно быстрее (примерно пропорционально  $\nu^{9/2}$ ), чем следует из эксперимента.

Также не согласуется с результатами эксперимента расчет спектров по формулам (I.1.29) и (I.1.44) (штриховая кривая 5 и штрих-пунктирная 6 на рис. 1), учитывающий поглощение в плазме нетеплового радиоисточника и

деформацию степенного спектра из-за эффекта Разина-Цытовича. Причем в этих случаях интенсивность излучения с понижением частоты убывает примерно пропорционально  $\nu^{3/2}$  и  $\nu^{1/2}$  соответственно.

Таким образом, можно считать установленным, что из четырех физических механизмов, вызывающих деформацию степенных спектров космических радиоисточников, рассмотренных в [1], реабсорбция – самопоглощение радиоизлучения в источнике позволяет объяснить особенности спектра северо-восточного компонента квазара 3C196.

Иные результаты имеют место для второго (юго-западного) компонента. При тех же значениях  $H_{\perp}$ ,  $z$ ,  $\alpha$ ,  $\tau_0$ ,  $\nu_1$ , что и для первого компонента, при  $S_1 = 21$  Ян и угловом размере, равном в этом случае  $2,15''$  [13], из (I.1.6) и (I.1.7) получаем  $\nu_{02} = 19,3$  МГц и  $S_{m2} = 201$  Ян. Сравнивая эти величины с

экспериментальными значениями  $\nu_{02}$  и  $S_{m2}$  для второго компонента источника на рис. 1 ( $\nu_{02} = 30$  МГц и  $S_{m2} = 110$  Ян), отметим, что не существует приемлемой величины напряженности поперечного магнитного поля, при котором удалось бы согласовать экспериментальные данные с расчетом, учитывающим реабсорбцию в юго-западном компоненте 3C196. Формально значение  $\nu_{02} = 30$  МГц может быть получено из выражения (I.1.6) при  $H_{\perp} = 2530$  мкЭ, при этом поток  $S_{m2}$  в соответствии с (I.1.7) равен 140 Ян. Соответственно расчетная величина потока  $S_{m2} = 110$  Ян может быть получена из (I.1.7) при  $H_{\perp} = 17260$  мкЭ, тогда согласно (I.1.6)  $\nu_{02} = 40$  МГц. Поскольку такие большие значения магнитных полей в юго-западном компоненте 3C196 маловероятны, это свидетельствует об отсутствии в нем реабсорбции.

Наблюдаемый максимум излучения юго-западного компонента 3C196 на частоте около 30 МГц и намечающееся уменьшение интенсивности излучения на более низких частотах также не удается объяснить другими физическими механизмами, рассмотренными в [1]. Хотя достаточно точно спектр  $S_{\text{Ю-З}}(\nu)$  на низких частотах пока не измерен, тем не менее определенные выводы могут быть сделаны на основе данных, которые уже имеются.

В интервале частот от 25 МГц до 16,7 МГц, где спектр  $S_{\text{Ю-З}}(\nu)$  измерен, расчетные зависимости  $S_{\text{Ю-З}}(\nu)$ , полученные по формулам (I.1.19) и (I.1.29) для II и III механизмов поглощения радиоизлучения в плазме не противоречат эксперименту. Однако величина оптической толщины  $\tau_0$  в этих случаях, определенная в соответствии с (I.1.21) для II механизма (поглощение в плазме межзвездной среды) и (I.1.30) для III механизма (поглощение в плазме радиоисточника), оказы-



вается равной 0,6 и 1,47 соответственно, а величина  $f(\alpha, \tau_0) = 1,48$  согласно (I.1.25). При значении спектрального индекса  $\alpha = 0,83$  это приводит к тому, что величины  $D = \frac{\alpha}{\tau_0} - 2$  (см. I.1.17) при II

механизме затухания или  $D = f(\alpha, \tau_0) - 2$  (см. I.1.25) при III механизме затухания оказываются отрицательными. В то же время, как следует из (I.1.20), (I.1.31) и (I.1.12), величина  $D$ , так же как  $A$  (см. I.1.12), должна быть только положительной. Поэтому нельзя с помощью этих механизмов поглощения в космической плазме объяснить вид экспериментальной зависимости  $S_{Ю-З}(\nu)$ . Из анализа приведенных данных следует, что величина  $D$  может стать положительной при  $\nu_{02} > 38$  МГц, однако это не согласуется с указанным спектром.

Таким образом, ни II, ни III физические механизмы, рассмотренные в [1], не объясняют спектр юго-западного компонента ЗС196. Аналогично, нельзя объяснить полученную зависимость  $S_{Ю-З}(\nu)$  с помощью учета эффекта Разина-Цытовича – IV физического механизма, рассмотренного в [1] (расчет спектра в соответствии с (I.1.40) (пунктирная кривая 7) не согласуется с зависимостью  $S_{Ю-З}(\nu)$ , приведенной на рис. 1). Кроме того, в этом случае при тех же значениях поперечного магнитного поля, что и для северо-восточного компонента, величина электронной плотности в юго-западном компоненте ЗС196 должна составлять около 90 электронов в см<sup>3</sup>, что значительно превышает величину электронной концентрации  $N_e$ , определенную другими способами.

### Квazar ЗС154

Радиоструктура квазара ЗС154 исследована в широком интервале сверхвысоких частот от 326,5 до 8000 МГц методами радиоинтерферометрии, апертурного синтеза, суперсинтеза и путем наблюдения покрытия источника Луной [2,3,14-18], а также в декаметровом диапазоне на частотах 25 и 20 МГц с помощью радиоинтерферометров УРАН-1 и УРАН-2 [19]. Изображение этого радиоисточника в дециметровом и сантиметровом диапазонах оказалось весьма сложным и существенно изменяющимся с частотой. В этих диапазонах квазар состоит из трех основных компонентов – компактного западного А, компактного центрального В (удаленного от А к востоку примерно на 16,5" по прямому восхождению), практически совпадающего с оптическим квазаром, и протяженного восточного компонента С (удаленного от А к востоку примерно на 48" по прямому восхождению и к югу на 7,3" по склонению). Как показано в [19], в декаметровом диапазоне из-

лучает только наиболее интенсивный из этих компонентов – А. Излучение компонентов В и С в этом диапазоне не принимается. Более того, основное излучение на декаметровых волнах обеспечивает обнаруженный здесь протяженный компонент D с угловым размером около 45", центр которого практически совпадает с центром компонента А. На рис. 2 сплошными кривыми нанесены результирующий спектр ЗС154 (кривая 1), спектр компонента А (кривая 2) и вновь обнаруженного протяженного компонента D (кривая 3) в интервале частот, где проводились наблюдения, и штриховыми линиями – предполагаемый спектр в интервале частот, где измерения не велись. Кривая 2 на частотах ниже 326,5 МГц получена "линейной" (в логарифмическом масштабе  $\lg S - \lg \nu$ ) экстраполяцией в область низких частот зависимости  $S_A(\nu)$  с таким же как на высоких частотах спектральным индексом  $\alpha_A = 0,89$ , с последующим согласованием с данными, полученными при интерферометрических измерениях на частотах 25 и 20 МГц. Линейная в логарифмическом масштабе зависимость 3 – спектр обнаруженного в декаметровом диапазоне протяженного компонента.

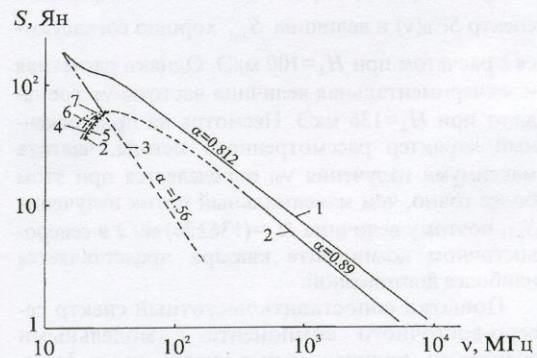


Рис. 2. Спектр  $S_0(\nu)$  полного излучения квазара ЗС154 (кривая 1), компактного западного компонента А  $S_A(\nu)$  (кривая 2) и протяженного компонента  $S_n(\nu)$  (кривая 3). Сплошные кривые – результат измерений, штриховые – результат экстраполяции и расчета. Штриховая кривая 4 – расчет  $S_A(\nu)$  при учете поглощения в космической плазме на трассе распространения радиоволн, пунктирная кривая 5 – расчет  $S_A(\nu)$  при учете затухания 75% излучения в космической плазме на трассе распространения при дополнительном учете эффекта реабсорбции в компактной детали этого компонента с размером 0,17", излучающей 25% общей интенсивности излучения компонента. Штрих-пунктирная кривая 6 – расчет  $S_A(\nu)$  при учете затухания в ионизированной среде в радиоисточнике. Точечная кривая 7 – расчет  $S_A(\nu)$  при учете эффекта Разина-Цытовича. Он определен на частотах 25 и 20 МГц как разность между спектром полного излучения ква-



зара и спектром компактного компонента А, плотность потока излучения которого составляет 48 Ян на 25 МГц и 35 Ян на 20 МГц, и экстраполирован как в область более низких, так и в область высоких частот с постоянным спектральным индексом  $\alpha=1,56$ . Заметим, что спектр 3, как и 2, соответствует размеру компактного компонента  $\Delta\theta_k=4''$ . На частотах  $\nu < 16,7$  МГц спектр протяженного компонента при этом практически совпадает со спектром полного излучения радиоисточника, т. е. на более низких частотах модель распределения радиояркости квазара фактически становится однокомпонентной.

Из рис. 2 следует, что спектр компонента А имеет четко выраженный максимум на частоте  $\nu_0=35$  МГц с  $S_{m0}=60$  Ян. Такой вид спектра нельзя объяснить путем учета эффекта реабсорбции. В таблице 2 приведены результаты расчета  $\nu_{01}$  и  $S_{m1}$  для разных  $H_{\perp}$  при наличии эффекта реабсорбции. Расчет проводился по формулам (I.1.6) и (I.1.7) с учетом того, что при  $\alpha=0,89$  оптическая толщина в соответствии с (I.1.4)  $\tau_0=0,58$ ,  $z$  квазара равно 0,58, а поток  $S_1=4$  Ян на частоте  $\nu_1=1400$  МГц.

**Таблица 2.**  
Зависимость  $\nu_{01}$  и  $S_{m1}$  от поперечной составляющей напряженности космического магнитного поля  $H_{\perp}$  для квазара 3C154

$H_{\perp}$ , мкЭ	$\nu_{01}$ , МГц	$S_{m1}$ , Ян
10	7,8	308
100	11	226
1000	15,4	168

Как следует из приведенных в таблице 2 данных, при изменении  $H_{\perp}$  в широких пределах они совершенно не согласуются с результатами эксперимента, что объясняется относительно большим угловым размером компонента А.

Полученный спектр компонента А с максимумом излучения вблизи  $\nu_0=35$  МГц и падением интенсивности излучения при понижении частоты, определенном на частотах 25 и 20 МГц по результатам интерферометрических измерений [19], может быть объяснен затуханием излучения в космической плазме, расположенной на трассе распространения радиоволн между радиоисточником и наблюдателем. Результаты расчета спектральной зависимости  $S_A(\nu)$  для этого случая в соответствии с (I.1.19) изображены на рис. 2 штриховой линией 4 для  $\alpha=0,89$ ,  $\tau_0=0,41$  согласно (I.1.21),  $D=0,195$  согласно (I.1.17),  $B=22,5$  и электронной температуры  $T_e=25$  К согласно (I.1.12). При этом, в соответствии с (I.1.20), величина  $A=0,97 \cdot 10^{14}$ , мера эмиссии согласно (I.1.12) равна  $0,4$  пк·см<sup>6</sup> и электронная концентрация при размере по-

глощающего слоя  $10$  пк  $N_e=0,2$  см<sup>-3</sup>. Как следует из рис. 2, расчетная зависимость 4 хорошо согласуется с экспериментальным спектром  $S_A(\nu)$  компонента А. Ещё лучше совпадает с экспериментальным спектром  $S_A(\nu)$  спектр, рассчитанный с учетом того, что в компоненте А согласно [15] имеется компактная деталь с размером  $0,17''$ , которая излучает 25 % от общей интенсивности излучения этого компонента. Учитывая, что в таких компактных объектах часто наблюдается реабсорбция, для этой детали был рассчитан в соответствии с (I.1.8) спектр, учитывающий этот эффект при  $\Delta\theta=0,17''$ ,  $S_1=3,4$  Ян,  $\nu_1=326,5$  МГц,  $H_{\perp}=100$  мкЭ,  $\alpha=0,89$ ,  $\tau_0=0,58$  и  $z=0,58$ . Частота  $\nu_0$  при этом оказалась равной  $\nu_0=46,2$  МГц и  $S_m(\nu_0)=14,7$  Ян. Определенный в соответствии с (I.1.8) спектр для детали с размером  $0,17''$  (25 % от общей интенсивности излучения компонента) совместно со спектром для остальной части излучения (75 % общей интенсивности излучения), рассчитанным согласно (I.1.10) при учете затухания излучения на трассе, иллюстрируется пунктирной кривой 5, которая с точностью до ошибок измерения совпадает с экспериментальным спектром  $S_A(\nu)$ .

Учет III и IV механизмов – затухания в ионизированной среде внутри радиоисточника и эффекта Разина-Цытовича – не приводит в данном случае к согласию с экспериментом, так как убывание спектральной плотности с понижением частоты  $\nu < \nu_0$  происходит значительно медленнее, чем на зависимости  $S_A(\nu)$ .

Результаты расчета спектра  $S(\nu)$  при III физическом механизме [1], проведенного в соответствии с (I.1.29) при  $\alpha=0,89$ ,  $\tau_0$ , согласно (I.1.30), 0,87 и  $D$ , согласно (I.1.25), 0,388, приведены на рис. 2 в виде штрих-пунктирной кривой 6, а для IV физического механизма – пунктирной кривой 7, рассчитанной согласно (I.1.44) при  $\alpha=0,89$ ,  $\beta=1$  и  $\xi=2,7$ .

Таким образом, учет реабсорбции в компактной детали с размерами  $0,17''$  с 25 % потока излучения компонента А совместно с поглощением остальной части излучения в низкотемпературной плазме с  $T_e=25$  К и  $N_e$  порядка  $0,2$  см<sup>-3</sup> на пути распространения радиоволн позволяет с достаточной точностью объяснить низкочастотную часть спектра компонента А квазара 3C154.

#### Квазар 3C254

Радиоизображение квазара 3C254 исследовалось в широком интервале сверхвысоких частот от 962 до 15400 МГц методами апертурного синтеза, суперсинтеза и интерферометрии [2,3,8,20-25], а также в декаметровом диапазоне



волн на частотах 25 и 20 МГц с помощью радиоинтерферометров УРАН-1 и УРАН-2 [26]. Изображение этого радиоисточника в дециметровом и сантиметровом диапазонах оказалось состоящим из двух компактных компонентов: северо-западного и юго-восточного, разнесенных примерно на  $13,2''$  при позиционном угле  $106^\circ \pm 1^\circ$ , причем юго-восточный компонент расположен вблизи оптического квазара. Размеры компонентов определены менее точно (от  $0,5''$  до  $2''$ ), что, возможно, связано с их зависимостью от частоты, недостаточным в ряде случаев разрешением, различиями в методиках измерений и погрешностями наблюдений. Отношение интенсивностей излучения компонентов  $S_1/S_2$  изменялось в зависимости от частоты от 0,6 до 1,2. Радиоизображение 3С254 на метровых волнах не определено, так как проведенные в этом диапазоне отдельные измерения не обеспечивали требуемого углового разрешения или точности.

Наблюдение этого объекта на частотах 25 и 20 МГц [26] показало, что в декаметровом диапазоне его радиоизображение существенно изменилось. Наиболее вероятная модель распределения радиояркости квазара состоит из одного компактного, по-видимому, северо-западного компонента и вновь обнаруженного только в этом диапазоне протяженного компонента с размером около  $20,5''$ , обеспечивающего большую часть излучения радиоисточника (56 % на частоте 25 МГц и 67 % – на 20 МГц).

Спектр всего радиоисточника 3С254  $S_0$  и его отдельных компонентов  $S_{K1}$ ,  $S_{K2}$ ,  $S_n$  приведен на рис. 3 сплошными линиями в интервале частот, где велись наблюдения, и штриховыми линиями, где указан предполагаемый вид спектральных характеристик.

Результирующее излучение всего радиоисточника измерено в интервале от 20 до 15400 МГц, отдельно интенсивность излучения компонентов определялась от 962 до 15400 МГц и на частотах 25 и 20 МГц. Спектр первого компонента  $S_{K1}(v)$  на частотах ниже 962 МГц (толстая штриховая линия) определен путем линейной (в логарифмическом масштабе) экстраполяции с таким же спектральным индексом  $\alpha_1=1,02$ , как и на более высоких частотах, с последующим согласованием с данными, измеренными на частотах 25 и 20 МГц. Спектр второго компонента  $S_{K2}(v)$  определен как разность между полным спектром и спектрами первого компактного  $S_{K1}(v)$  и протяженного  $S_n(v)$  компонентов

$$S_{K2}(v) = S_0(v) - S_{K1}(v) - S_n(v). \quad (2)$$

При этом спектр протяженного компонента  $S_n(v)$  получен в предположении, что этот компонент на всех частотах имеет спектральную зависимость  $S_n(v) \sim v^{-\alpha_n}$  с таким же спектральным индексом  $\alpha_n=1,08$ , как в интервале частот  $20 \div 25$  МГц (на рис. 3 штриховая линия  $S_n(v)$ ).

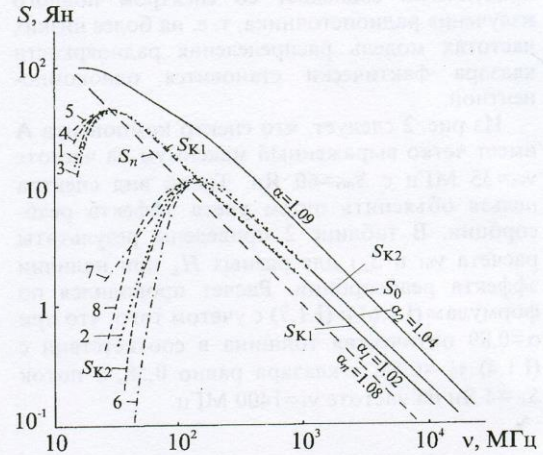


Рис. 3. Спектр  $S_0(v)$  полного излучения квазара 3С254.  $S_{K1}(v)$ ,  $S_{K2}(v)$  и  $S_n(v)$  – спектры компактных северо-западного, юго-восточного и протяженного компонентов соответственно. Пунктирные кривые 1 и 2 – расчет  $S_{K1}(v)$  и  $S_{K2}(v)$  при учете эффекта реабсорбции в обоих компонентах квазара 3С254 соответственно. Штрих-пунктирные кривые 3 и 6 – расчет  $S_{K1}(v)$  и  $S_{K2}(v)$  при учете затухания излучения обоих компонентов квазара 3С254 в ионизированной среде на трассе распространения радиоволн. Штрих-пунктирные кривые 4 и 7 – расчет  $S_{K1}(v)$  и  $S_{K2}(v)$  при учете затухания излучения обоих компонентов квазара 3С254 в ионизированной среде радиоисточников. Штриховые кривые 5 и 8 – расчет  $S_{K1}(v)$  и  $S_{K2}(v)$  при учете эффекта Ризина-Цытовича в обоих компонентах квазара 3С254

Из приведенного следует, что оба компактных компонента имеют спектр с четко выраженным максимумом на частоте 30,6 МГц для первого компонента и 143 МГц – для второго. Оба эти спектра хорошо согласуются с учитываемым эффектом реабсорбции расчетом в соответствии с (1.1.8), – пунктирные кривые 1 и 2 на рис. 3. Расчет для первого компонента был проведен для  $v_1=5000$  МГц,  $S_1=0,32$  Ян,  $\alpha_1=1,02$ ,  $\tau_{01}=0,65$ ,  $z=0,734$ ,  $H_\perp=130$  мкЭ [8] при угловом размере компонента  $\Delta\theta_1=0,5''$ . Расчет для второго компонента был проведен для  $v_2=5000$  МГц,  $S_2=0,41$  Ян,  $\alpha_2=1,04$ ,  $\tau_{02}=0,66$ ,



$z=0,734$ ,  $H_{\perp}=140$  мкЭ [8] при угловом размере компактной детали в этом компоненте  $\Delta\theta_2=0,04''$ . Отметим, что эти угловые размеры компонентов найдены согласно (I.1.6) по частоте максимума излучения при условии совпадения экспериментально определенных и расчетных частот максимума излучения. При этом расчетная величина максимума излучения  $S_{1m\text{ расч}}=41$  Ян, а экспериментальная – 43 Ян, соответственно  $S_{2m\text{ расч}}=12$  Ян, а экспериментальная величина – 11 Ян. Таким образом, расчетные и экспериментальные зависимости для обоих компактных компонентов ЗС254 при учете реабсорбции практически совпадают во всем рассматриваемом интервале частот. Наблюдаемое расхождение расчетной и экспериментальной зависимостей для второго компонента на низких частотах ( $\nu < 50$  МГц) при малых (около 1 % от  $S_0$ ) значениях  $S_{k2}$  объясняется ошибками измерения полного потока  $S_0$ , а также приближенностью определения спектров  $S_n(\nu)$  и  $S_{k1}(\nu)$ .

Результаты расчета спектров для первого и второго компонентов в соответствии с (I.1.19) при учете затухания в ионизированной среде на трассе распространения радиоволн (II механизм [1]) приведены на рис. 3 штрих-пунктирными кривыми 3 и 6 для  $\alpha_1=1,02$ ,  $\nu_{01}=30,6$  МГц,  $S_{m1}=43$  Ян,  $\tau_0=0,385$  согласно (I.1.21) и  $D=0,65$  согласно (I.1.17) в первом случае и  $\alpha_2=1,04$ ,  $\nu_{02}=143$  МГц,  $S_{m2}=11$  Ян,  $\tau_0=0,3$  и  $D=0,39$  – во втором случае. Как следует из рис. 3, эти зависимости не согласуются с экспериментом, так как убывание спектральной плотности излучения с понижением частоты при  $\nu < \nu_0$  происходит существенно быстрее, чем при измерениях.

Расчет спектров в соответствии с (I.1.29) для обоих компонентов при учете поглощения в плазме самих радиоисточников (III механизм) представлен на рис. 3 штрих-пунктирными кривыми 4 и 7 соответственно для  $\alpha_1=1,02$ ,  $\tau_0=0,825$  согласно (I.1.30) и  $D=0,861$  согласно (I.1.25) в первом случае и  $\alpha_2=1,04$ ,  $\tau_0=0,94$  и  $D=0,616$  – во втором случае. При этом расчетные зависимости также не согласуются с экспериментом, так как убывание спектральной плотности при понижении частоты при  $\nu < \nu_0$  происходит явно медленнее, чем при измерениях.

Расчетные спектры, полученные в соответствии с (I.1.44) при учете эффекта Разина-Цытовича (IV механизм), для обоих компонентов представлены на рис. 3 штриховыми кривыми 5 и 8 для  $\alpha_1=1,02$ ,  $\beta_1=1,02$ ,  $\xi_1=2,59$ ,  $\nu_{01}=30,6$  МГц,  $S_{m1}=43$  Ян и  $\alpha_2=1,04$ ,  $\beta_2=1,03$ ,  $\xi_2=2,59$ ,  $\nu_{02}=143$  МГц,  $S_{m2}=11$  Ян соответственно. Как следует из рисунка, и в этом случае расчетные спектры не согласуются с экспериментом.

#### Радиогалактика Персей А (ЗС84А)

Этот объект состоит из нескольких компонентов. В спектре одного из них наблюдается четко выраженный максимум излучения  $S_m=18$  Ян на частоте  $\nu_0=514$  МГц [27] (угловой размер компонента  $\Delta\theta=0,02''$ ). На рис. 4, сплошной кривой изображен спектр  $S_k(\nu)$  компонента в интервале частот, где проводились непосредственные измерения, и штриховой – расчетный спектр, полученный путем учета интенсивности излучения всех остальных компонентов ЗС84А. Приведенный в соответствии с (I.1.6) и (I.1.7) расчет интенсивности излучения в максимуме  $S_m$  и частоты максимального излучения  $\nu_0$  в зависимости от величины поперечной составляющей напряженности магнитного поля  $H_{\perp}$  в предположении эффекта реабсорбции в компактной детали радиоисточника (при  $\nu_1=1450$  МГц,  $S_1=9$  Ян,  $\tau_0\approx 0,75$ ,  $\alpha=1,235$ ,  $z=0,018$ ) показывает, что экспериментальному значению  $\nu_0$  соответствует  $H_{\perp}=3060$  мкЭ. При этом экспериментальное значение  $S_m=18$  Ян оказывается примерно на 21 % ниже соответствующей расчетной величины. Для окончательного решения вопроса о наличии в объекте реабсорбции сопоставим экспериментальную и расчетную зависимости  $S_k(\nu)$  на частотах ниже  $\nu_0^*$ .

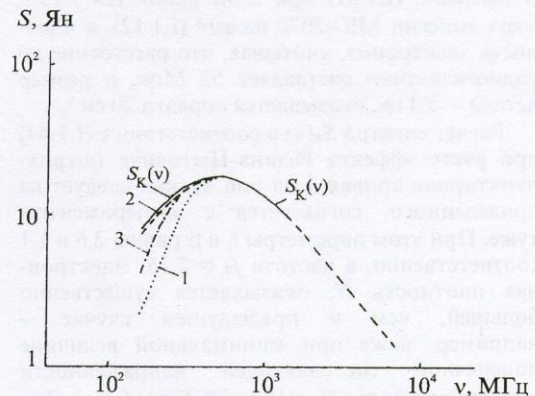


Рис. 4. Спектр  $S_k(\nu)$  компактной детали с размером  $0,02''$  в радиогалактике Персей А (ЗС84А). Сплошная кривая – результат измерений, штриховая – предполагаемый ход спектральной характеристики, полученный путем учета излучения всех остальных компонентов ЗС84А. Пунктирная кривая 1 – расчет при учете реабсорбции. Штриховая кривая 2 – расчет  $S_k(\nu)$  при учете затухания в ионизированной среде радиоисточника. Штрих-пунктирная кривая 3 – расчет  $S_k(\nu)$  при учете эффекта Разина-Цытовича

\* Заметим, что на частотах  $\nu > \nu_0$  все расчетные спектральные зависимости практически совпадают с экспериментальной.



Расчетная величина интенсивности излучения согласно (I.1.8) (пунктирная линия 1 на рис. 4) с понижением частоты ниже  $\nu_0$  убывает явно быстрее, чем в эксперименте. Поэтому до более точных измерений спектра этой компактной детали в радиогалактике ЗС84А эффект реабсорбции в ней следует считать не установленным.

Расчет для II механизма, учитывающего влияние на спектр  $S_k(\nu)$  затухания излучения в космической плазме на трассе распространения радиоволн, приводит к величине  $\tau_0=0,63$  согласно (I.1.21) и при  $\alpha=1,235$  – к величине  $D=-0,05$  (I.1.17). Так как величина  $D$ , как указывалось выше, не может быть отрицательной, это свидетельствует о том, что II физический механизм влияния на спектр космических радиоисточников, рассмотренный в [1], в данном случае не играет роли.

Иной результат имеет место при учете поглощения излучения в плазме самого радиоисточника (III механизм). На рис. 4 штриховой линией 2 изображен спектр, рассчитанный в соответствии с (I.1.29) для этого случая. Он практически совпадает с экспериментальным спектром  $S_k(\nu)$  в интервале частот, где проводились измерения. При этом согласно (I.1.30)  $\tau_0=1,44$ , а величина  $D=0,24$  (I.1.25). Это соответствует, на основании (I.1.17), величине  $B=24$  и электронной температуре  $T_e \approx 78$  К. Величина  $A$  согласно (I.1.31) при этом равняется  $9 \cdot 10^{16}$ , мера эмиссии  $ME=2070$  пк·см<sup>-6</sup> (I.1.12), а плотность электронов, учитывая, что расстояние до радиогалактики составляет 52 Мпк, а размер детали – 5,4 пк, оказывается порядка  $20$  см<sup>-3</sup>.

Расчет спектра  $S_k(\nu)$  в соответствии с (I.1.44) при учете эффекта Разина-Цытовича (штрихпунктирная кривая 3 на рис. 4), как следует из приведенного, согласуется с экспериментом хуже. При этом параметры  $\xi$  и  $\beta$  равны 2,6 и 1,1 соответственно, а частота  $f_0 = 2,15$ . Электронная плотность  $N_e$  оказывается существенно большей, чем в предыдущем случае – например, даже при минимальной величине поперечной составляющей напряженности магнитного поля ( $H_{\perp}=10$  мкЭ)  $N_e=166$  см<sup>-3</sup>. Это свидетельствует о том, что влияние данного физического механизма на зависимость  $S_k(\nu)$  маловероятно.

Таким образом, максимум излучения, наблюдаемый в спектре рассматриваемой детали ЗС84А с угловым размером  $0,02''$  на частоте 514 МГц, и падение интенсивности излучения на более низких частотах, по видимому, связаны с затуханием в плазме с электронной плотностью  $N_e \approx 20$  см<sup>-3</sup>, заключенной в самой детали радиоисточника, т. е. с III физическим механизмом, рассмотренным в [1].

### Остаток сверхновой звезды Кассиопея А (ЗС461)

Этот наиболее интенсивный в декаметровом диапазоне радиоисточник Северного неба также имеет спектр с отрицательной кривизной. На рис. 5 сплошной кривой нанесен спектр Кассиопеи А  $S(\nu)$  на эпоху 1984 г. в интервале частот от 5,6 до 2000 МГц, определенный на основании измерений на самых низких частотах 5,6 и 8,9 МГц [28], в интервале частот от 12,6 до 25 МГц (на радиотелескопе УТР-2) [29] и на высоких частотах от 82 до 2000 МГц [30]. Как следует из рис. 5, на спектре наблюдается четко выраженный максимум излучения на частоте  $(17,5 \pm 1)$  МГц с потоком  $S_m \approx 43000$  Ян. Расчет согласно (I.1.6), (I.1.7), учитывающий эффект реабсорбции, при соответствующих этому радиоисточнику данных ( $\nu_1=100$  МГц,  $S_1=15800$  Ян,  $\Delta\theta \approx 300''$ ,  $z \approx 0$ ,  $\alpha=0,79$ ,  $\tau_0=0,52$ ) при  $H_{\perp}=100$  мкЭ определяет частоту максимума излучения  $\nu_{0 \text{ расч}} \approx 4,4$  МГц и максимальную спектральную плотность радиоизлучения  $S_{m \text{ расч}}=52000$  Ян, что явно противоречит эксперименту. Таким образом, этим эффектом нельзя объяснить наблюдаемый максимум излучения Кассиопеи А, причем такой результат обусловлен большим угловым размером остатка сверхновой звезды.

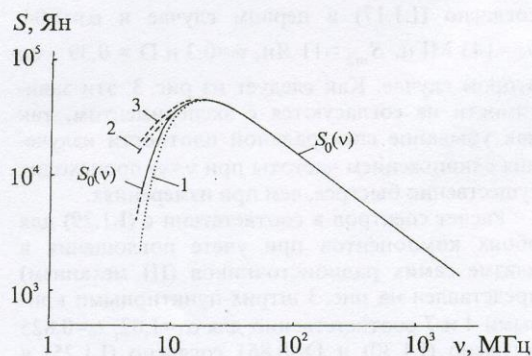


Рис. 5. Спектр  $S_0(\nu)$  остатка сверхновой звезды Кассиопеи А. Сплошная кривая – результат измерений, штриховая – предполагаемый ход  $S_0(\nu)$ . Точечная кривая 1 – расчет  $S_0(\nu)$ , учитывающий затухание радиоволн в плазме на трассе распространения. Штрихпунктирная кривая 2 – расчет  $S_0(\nu)$ , учитывающий затухание в ионизированной среде радиоисточника. Штриховая кривая 3 – расчет  $S_0(\nu)$  при учете эффекта Разина-Цытовича

Спектры для физических механизмов, связанных с затуханием в ионизированной среде на трассе распространения либо в самом радиоисточнике (II и III физические механизмы [1]), рассчитанные в соответствии с (I.1.19) и (I.1.29), приведены на рис. 5 (точечная кривая 1



и штрих-пунктирная 2). Кривая 1 определена для значений  $\nu_0 \approx 17,5$  МГц,  $\alpha = 0,79$  при  $\tau_0 = 0,37$  согласно (I.1.21),  $D = 0,143$ ,  $T_e = 50$  К. Изменение  $T_e$  в широких пределах фактически не влияет на вид спектральной зависимости. Кривая 2 соответствует практически тем же значениям  $T_e$ ,  $\nu_0$  и  $\alpha$ , что и в предыдущем случае, при  $\tau_0 = 0,86$  согласно (I.1.30) и  $D = 0,145$  согласно (I.1.25). Заметим, что и в этом случае значительные изменения электронной температуры очень незначительно влияют на приведенный спектр  $S(\nu)$ . Сравнивая кривые 1 и 2 с экспериментальным спектром  $S_3(\nu)$ , отметим, что в интервале частот от  $\nu = (17,5 \pm 1)$  МГц до  $\nu = 5,6$  МГц ни одна из расчетных зависимостей не совпадает достаточно точно с экспериментальным спектром Кассиопеи А. Следует, однако, отметить, что максимальное расхождение между расчетными и экспериментальными данными наблюдается на самой низкой частоте измерений  $\nu = 5,6$  МГц, где определение плотности потока излучения было проведено в работе [28] с очень низкой точностью ( $S_{5,6\text{МГц}} = (7000 \pm 5000)$  Ян). На более высоких частотах от 8,9 до 17,5 МГц и выше расхождение между кривой 1 и зависимостью  $S_3(\nu)$  существенно меньше – порядка ошибок измерений, а кривая 2 практически совпадает с результатами эксперимента. Заметим также, что экспериментальный спектр  $S_3(\nu)$  может быть существенно сближен с расчетной кривой 1, согласно которой наблюдается более

быстрое, чем в эксперименте, убывание спектральной плотности излучения с понижением частоты  $\nu < \nu_0$  в случае, если облако поглощающей излучение космической плазмы не полностью экранирует радиоисточник либо если из-за неоднородности поглощающего слоя происходит некоторое “просачивание” излучения без поглощения. Тогда наблюдаемый поток излучения определяется суммой двух потоков

$$S(\nu) \sim k\nu^{-\alpha} + (1-k)\nu^{-\alpha}e^{-\tau(\nu)}, \quad (3)$$

где  $\tau(\nu)$  – оптическая толщина поглощающего слоя на частоте  $\nu$  (I.1.11), а  $k$  – коэффициент, учитывающий часть излучения, не испытывающую поглощения (в рассматриваемом случае  $k \approx 0,03$ ).

Таким образом, до проведения более точных измерений спектральной плотности излучения Кассиопеи А на частотах ниже 8,9 МГц нельзя отдать предпочтение одному из двух рассмотренных физических механизмов (II и III) при объяснении вида спектральной характеристики радиоисточника.

Интересно оценить меры эмиссии МЕ в пк·см<sup>-6</sup> и электронные плотности  $N_e$  в см<sup>-3</sup> космической плазмы, соответствующие полученным расчетным спектрам. Такие данные приведены в таблице 3 и 4 для II и III физических механизмов [1] соответственно.

Таблица 3.

Значения мер эмиссии МЕ и электронных плотностей  $N_e$  для II физического механизма для Кассиопеи А

$T_e$ , К	10				25				50			
МЕ, пк·см <sup>-6</sup>	0,03				0,08				0,19			
$L$ , пк	1	3	5	10	1	3	5	10	1	3	5	10
$N_e$ , см <sup>-3</sup>	0,16	0,09	0,07	0,05	0,29	0,16	0,13	0,09	0,44	0,25	0,2	0,14

$T_e$ , К	100				1000				10000			
МЕ, пк·см <sup>-6</sup>	0,49				10,7				259,4			
$L$ , пк	1	3	5	10	1	3	5	10	1	3	5	10
$N_e$ , см <sup>-3</sup>	0,7	0,4	0,3	0,2	3,3	1,9	1,5	1	16,1	9,3	7,2	5,1

Таблица 4.

Значения мер эмиссии МЕ и электронных плотностей  $N_e$  для III физического механизма в Кассиопее А

$T_e$ , К	10	25	50	100	1000	10000
МЕ, пк·см <sup>-6</sup>	0,06	0,18	0,43	1,1	23,3	560
$N_e$ , см <sup>-3</sup>	0,2	0,3	0,5	0,8	3,8	18,7



Поскольку при той точности, с которой измерен спектр  $S_0(\nu)$  Кассиопеи А, однозначно определить электронную температуру  $T_e$  не представляется возможным, данные обеих таблиц приведены для разных температур от 10 до 10000 К. В таблице 3 электронная плотность рассчитана в зависимости от размеров заполненных плазмой областей  $L$  (от 1 до 10 пк), в таблице 4 учтена средняя толщина оболочки сверхновой, равная 1,6 пк.\*)

Так как в направлении на Кассиопею А облака ионизированного водорода НII с температурами от 1000 до 10000 К и с электронными плотностями  $N_e > 1 \text{ см}^{-3}$  не обнаружены, то маловероятно, что низкочастотный завал спектра радиисточника связан с высокотемпературной плазмой. Более вероятным представляется влияние облаков холодной плазмы ионизированного углерода СИ, которые были обнаружены в направлении на Кассиопею А с помощью радиоспектроскопических измерений [32]. В таких облаках электронная температура изменяется от 20 до 70 К, а электронная плотность – от 0,05 до 0,15  $\text{см}^{-3}$ , что при средней температуре 25÷50 К и указанной плотности при II физическом механизме поглощения излучения соответствует областям плазмы с размерами 5÷10 пк, т. е. порядка размеров Кассиопеи А.

При III физическом механизме, когда поглощение излучения происходит в облаках плазмы, находящихся внутри оболочки сверхновой, величины электронных плотностей, требуемых для объяснения низкочастотной области ее характеристики излучения, оказываются примерно в два-три раза больше, чем вне оболочки.

Учет эффекта Разина-Цытовича для Кассиопеи А дает худшее согласие расчетного спектра (I.1.44) с экспериментом, чем в предыдущих случаях (штриховая кривая 3 на рис. 5). Расчет проведен при  $\alpha=0,79$ ,  $\xi=2,75$ ,  $\beta \approx 1$ ,  $f_0 \approx 3,4$ . При этом требуемые электронные плотности в зависимости от величины поперечной составляющей напряженности космического магнитного поля  $H_{\perp}$ , приведенные в таблице 5, оказываются большими, чем в рассмотренных выше случаях.

Таблица 5.

Электронные плотности для Кассиопеи А при IV физическом механизме

$H_{\perp}$ , мкЭ	10	100	1000
$N_e$ , $\text{см}^{-3}$	3,5	35	350

\* Предполагается оболочечная структура Кассиопеи А с радиусом внешней сферы 140" и внутренней – 105" [31].

Радиогалактика Лебедь А (3С405)

Эта наиболее интенсивно излучающая в дециметровом диапазоне радиогалактика также имеет спектр  $S_0(\nu)$  с отрицательной кривизной. На рис. 6 сплошной линией изображена эта зависимость, полученная на основании измерений на частоте 8,9 МГц [33], в интервале частот от 12,6 до 25 МГц (на радиотелескопе УТР-1) [34], на 26,3 МГц [35] и на частотах от 38 до 1400 МГц [36]. Как следует из рис. 6, на спектре наблюдается четко выраженный максимум излучения на частоте  $\nu_0=32$  МГц с потоком  $S_m \approx 27500$  Ян. Расчет согласно (I.1.6), (I.1.7), учитывающий эффект реабсорбции при данных, соответствующих этому радиисточнику ( $\nu_1=100$  МГц,  $S_1=12450$  Ян,  $z=0,057$ ,  $\alpha=0,73$ ,  $\Delta\theta_{\text{эф}} \approx 126''$ ,  $\tau_0=0,49$ ), при величине поперечной составляющей напряженности магнитного поля  $H_{\perp}=100$  мкЭ определяет частоту максимума излучения  $\nu_{\text{расч}}=6,66$  МГц при максимальной плотности излучения  $S_{m \text{ расч}} \approx 71000$  Ян. Эти результаты явно не соответствуют эксперименту, причем изменением в широких пределах величины магнитного поля не удается согласовать расчетные и экспериментальные данные. Таким образом, наблюдаемый на спектральной характеристике радиогалактики Лебедь А максимум излучения нельзя объяснить эффектом реабсорбции. Это связано, как и в случае с Кассиопеей А, с большим угловым размером радиисточника при относительно высокой частоте  $\nu_0$ .

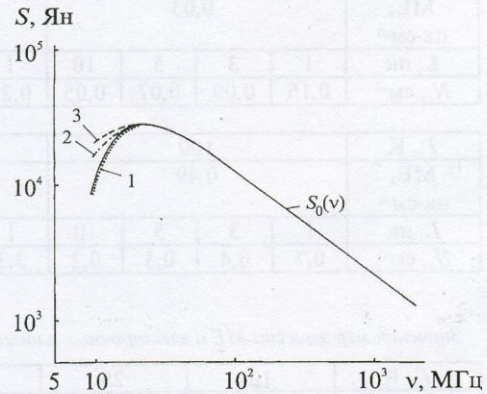


Рис. 6. Спектр  $S_0(\nu)$  радиогалактики Лебедь А (3С405). Точечная кривая 1 – расчет  $S_0(\nu)$ , учитывающий затухание радиоволн в плазме на трассе распространения. Штрих-пунктирная кривая 2 – расчет  $S_0(\nu)$ , учитывающий затухание в ионизированной среде радиисточника. Штриховая кривая 3 – расчет  $S_0(\nu)$  при учете эффекта Разина-Цытовича



Расчетные спектры для физических механизмов, учитывающих затухание в ионизированной среде на трассе распространения либо в самом радиоисточнике (II и III физические механизмы [1]), рассчитанные согласно (I.1.19) и (I.1.29), приведены на рис. 6. Пунктирная кривая 1 для II механизма [1] рассчитана для значений  $\nu_0=22$  МГц,  $\alpha=0,73$  при  $\tau_0=0,34$  согласно (I.1.21),  $D=0,146$  согласно (I.1.17) и  $T_e \approx 50$  К. Штрих-пунктирная кривая 2 для III механизма [1] определена при тех же значениях  $\nu_0$ ,  $T_e$ ,  $\alpha$  и при  $\tau_0=0,78$  согласно (I.1.30) и  $D=0,15$  согласно (I.1.25). Кривая 1 хорошо согласуется с экспериментальным спектром  $S_3(\nu)$  радиогалактики Лебедь А на всех частотах, вплоть до самой низкой частоты  $\nu=8,9$  МГц, на которой проводились наблюдения. Кривая 2 не согласуется с  $S_3(\nu)$  – убывание спектральной плотности излучения с понижением частоты  $\nu < \nu_0$  происходит явно медленнее, чем в эксперименте. Еще медленнее убывает спектральная плотность излучения с понижением частоты  $\nu < \nu_0$  при учете эффекта Разина-Цытовича (IV физический механизм [1]) – штриховая кривая 3 на рис. 6. Расчет этой кривой проведен для  $\alpha=0,73$ ,  $\xi=2,8$ ,  $\beta=0,99$ ,  $f_0 \approx 3,55$ . Требуемые при этом электронные плотности в зависимости от величины поперечной составляющей напряженности магнитного поля  $H_{\perp}$  приведены в таблице 6.

Таблица 6.

Электронные плотности  $N_e$  для радиогалактики Лебедь А при IV физическом механизме

$H_{\perp}$ , мкЭ	10	100	1000
$N_e$ , см <sup>-3</sup>	4,3	43	430

Таким образом, в случае радиогалактики Лебедь А, судя по её спектру, наиболее вероятным физическим процессом, приводящим к падению спектральной плотности излучения при уменьшении частоты  $\nu < \nu_0$  является II физический механизм – затухание излучения на трассе распространения в облаках ионизированной среды [1]. Так как на основании проведенных измерений электронная температура  $T_e$  не может быть определена достаточно точно, то результаты расчета меры эмиссии МЕ в пк·см<sup>-6</sup> и электронной плотности  $N_e$  в см<sup>-3</sup> для этого случая приведены в таблице 7 для разных температур от 10 до 10000 К в зависимости от размера поглощающей области  $L$  в пк.

Обращает на себя внимание тот факт, что при электронных температурах 25÷50 К и размерах поглощающих облаков в 5÷10 пк полученные электронные плотности  $N_e$  оказываются практически такими же, как в областях ионизированного углерода СИ с теми же температурами, обнаруженных в направлении на Кассиопею А при радиоспектроскопических измерениях рекомбинационных линий ионизированного углерода [32].

Таким образом, весьма вероятно, что максимум излучения спектра радиогалактики Лебедь А связан с затуханием именно в низкотемпературных облаках ионизированной плазмы СИ со столь малыми мерами эмиссии, которые пока не могут быть обнаружены другими, в частности, оптическими методами. Учитывая размеры радиогалактики Лебедь А, весьма вероятно, что эта поглощающая область расположена существенно ближе к Земле, чем к радиогалактике.

Таблица 7.

Значение мер эмиссии МЕ и электронных плотностей  $N_e$  для радиогалактики Лебедь А при II физическом механизме

$T_e$ , К	10				25				50			
МЕ, пк·см <sup>-6</sup>	0,04				0,12				0,28			
$L$ , пк	1	3	5	10	1	3	5	10	1	3	5	10
$N_e$ , см <sup>-3</sup>	0,2	0,12	0,09	0,06	0,35	0,2	0,15	0,11	0,53	0,31	0,24	0,17

$T_e$ , К	100				1000				10000			
МЕ, пк·см <sup>-6</sup>	0,72				16,8				377			
$L$ , пк	1	3	5	10	1	3	5	10	1	3	5	10
$N_e$ , см <sup>-3</sup>	0,85	0,49	0,38	0,27	4,1	2,4	1,8	1,3	19,4	11,2	8,7	6,1

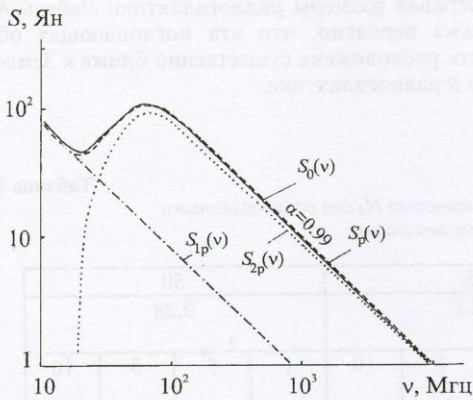


**Космические источники со спектральной характеристикой с положительной или знакопеременной кривизной.**

**Квazar 3C298**

Квazar 3C298 исследован в интервале частот от 408 до 5000 МГц, где он состоит из двух компонентов с размерами около 0,5"×0,5" каждый, разнесенных практически только по прямому восхождению на 0,98". Красное смещение этого радиоисточника  $z=1,44$ , расстояние до него 4270 мпк, при этом линейные размеры каждого компонента около 10,3 кпк, а расстояние между их центрами 20,35 кпк. Измерение структуры этого объекта на метровых и декаметровых волнах еще не проводилось.

Спектр этого радиоисточника  $S(\nu)$  IV типа, приведенный на рис. 7, имеет максимум на частоте  $\nu_0=63,1$  МГц. С уменьшением частоты  $\nu < \nu_0$  вплоть до  $\nu=20$  МГц спектральная плотность излучения падает. При дальнейшем понижении частоты вплоть до самой низкой, на которой проводились измерения, спектральная плотность излучения растет вновь. Результирующий спектр квазара 3C298 определен на основании наблюдений на радиотелескопе УТР-2 в интервале частот от 10 до 25 МГц [37], а на частотах от 26 до 5000 МГц по данным измерений, приведенным в [38]. Наиболее низкая частота, на которой получены сравнительно точные данные,  $\nu=12,6$  МГц.



**Рис. 7.** Спектр результирующего излучения  $S_0(\nu)$  квазара 3C298 (сплошная кривая). Штриховая кривая  $S_p(\nu)$  – расчетный спектр результирующего излучения при  $\nu_0=63,1$  МГц,  $S_m=105$  Ян,  $S_{m1}=166$  Ян,  $\alpha=0,99$ ,  $\tau_0=0,51$ ,  $D=0,23$ .  $S_{1p}(\nu)$  и  $S_{2p}(\nu)$  – расчетные спектральные характеристики излучения объекта, не испытывающего затухания, и другой части, затухающей в космической плазме на трассе распространения радиоволн, при тех же значениях параметров, что и для  $S_p(\nu)$  (штрих-пунктирная и пунктирная кривые соответственно)

Как следует из рис. 7,  $\nu_0=63,1$  МГц,  $S_m=105$  Ян,  $S_{m1}=166$  Ян,  $\alpha=0,99$ . Учитывая, что на частоте  $\nu=12,6$  МГц  $S(\nu)=68$  Ян и предполагая, что указанный вид спектра обусловлен затуханием излучения одного из компонентов (или части его излучения) в космической плазме, находящейся на пути распространения радиоволн, для случая, когда  $\alpha_1=\alpha_2=\alpha$ , на основании (I.2.9), (I.2.22), (I.2.23) и (I.2.24) определяем  $k=0,63$ ,  $\tau_0=0,51$ ,  $D=0,23$  и  $m_0=0,09$ . Расчет результирующей спектральной характеристики квазара  $S_{расч}(\nu)$ , проведенный в соответствии с (I.2.17) при указанных параметрах, иллюстрируется на рис. 7 штриховой кривой. Как следует из рисунка, расчетная зависимость  $S_{расч}(\nu)$  практически совпадает с экспериментальной  $S(\nu)$ .

Согласно (I.2.27) и (I.2.28) в данном случае  $B=22,4$ ,  $A=4,59 \cdot 10^{14}$ ,  $T_e \approx 23$ К,  $ME=1,66$  пк·см<sup>-6</sup>.

Если предположить, что структура 3C298 на метровых и декаметровых волнах такая же, как на СВЧ, и учесть, что полученная величина  $m_0$  существенно меньше относительной величины потока излучения менее интенсивной компоненты квазара  $S_2$  (согласно [39] на 5000 МГц  $S_2=0,3S_0$ , где  $S_0$  – полный поток излучения квазара), то это будет означать, что слой поглощающей плазмы экранирует почти весь радиоисточник и, следовательно, соизмерим с общим его размером  $L \approx 20$  кпк.\*

При такой величине  $L$  электронная плотность, соответствующая определенной мере эмиссии,  $N_e \approx 0,01$  см<sup>-3</sup>. При меньшем значении  $L$  величина  $N_e$  будет соответственно больше, однако маловероятно, чтобы в данном случае она значительно превосходила 0,1 см<sup>-3</sup>.

Таким образом, приведенный вид спектра квазара 3C298 весьма вероятно определяется затуханием большей части его излучения в слое низкотемпературной плазмы с малой электронной концентрацией. Подобная плазма, состоящая из ионизированного углерода СII, была, как уже указывалось, обнаружена в направлении на Кассиопею А [32].

Полученные данные позволяют отдельно определить спектры части излучения  $S_1(\nu)$ , не испытывающей затухания в космической плазме, и остального излучения  $S_2(\nu)$ , затухающего в плазме. Эти зависимости, рассчитанные для полученных данных в соответствии с (I.2.25) и (I.2.26), нанесены на рис. 7 штрих-пунктирной ( $S_{1расч}(\nu)$ ) и пунктирной ( $S_{2расч}(\nu)$ ) линиями. Как следует из рис. 7, на частотах ниже 17,5 МГц зависимость  $S(\nu)$  практически совпадает с

\* В противном случае, если затухание в плазме испытывает все излучение одного из компонентов квазара, это означает, что отношение потоков компонентов в декаметровом и метровом диапазонах существенно отличается от данных, полученных на СВЧ.



$S_{\text{расч}}(\nu)$ , т. е. излучение квазара на низких частотах определяется только тем излучением, которое не испытывает затухания в плазме.

Таким образом, анализ спектров III и IV типа неразрешенных двойных или двухкомпонентных космических радиоисточников с одинаковыми или близкими по величине спектральными индексами позволяет определить раздельно спектры этих радиоисточников или компонентов либо спектры их излучения, испытывающие поглощение в космической плазме и принимаемые непосредственно. В отличие от результатов пространственного разрешения таких объектов, когда определяются координаты источников (компонентов), их размеры и спектры, в этом случае определяются только спектры, однако одновременно проводится оценка параметров космической плазмы (меры эмиссии и электронной температуры), влияющей на наблюдаемый тип спектра.

### Заключение

В заключение рассмотрим более детально возможность определения электронной температуры путем спектральных измерений космических радиоисточников. В качестве примера проведем анализ для радиоисточника Лебедь А, где установлен II физический механизм [1]. Для случая определения электронной температуры по спектру на рис. 8 приведен результат расчета зависимости  $S_m/S(\nu)$  от  $T_e$  в соответствии с (I.1.19) при  $\nu_0=22$  МГц,  $\nu=12,6$  МГц,  $\alpha=0,73$  (кривая 1 с масштабом I). Видно, что изменение  $T_e$  от 10 до 10000 К связано с изменением  $S_m/S(\nu)$  от 1,48 до 1,429, т. е. примерно на 3,5%. Даже при сравнительно низкой температуре  $T_e = 50$  К, когда нахождение электронной температуры по величине  $S_m/S(\nu)$  проводится наиболее точно, для определения  $T_e$  с погрешностью в 2 раза необходимо измерять отношение  $S_m/S(\nu)$  с ошибкой не хуже 0,5%, а при 5-кратной погрешности измерения  $T_e$  надо определять  $S_m/S(\nu)$  с точностью 1±2%. Для сравнения укажем, что измерение потоков излучения в декаметровом диапазоне даже наиболее интенсивных радиоисточников, таких как Кассиопа А и Лебедь А, обычно проводится с погрешностью 15±20%. Таким образом, в том случае, когда частота  $\nu$ , на которой определяется  $S(\nu)$ , недостаточно мала по сравнению с  $\nu_0$  (в рассмотренном примере  $\nu/\nu_0=0,57$ ), требуемые для измерения  $T_e$  точности измерения потоков излучения радиоисточников оказываются практически недостижимыми при наблюдениях с поверхности Земли.

Следует, однако, отметить, что согласно (I.1.19) требования, предъявляемые к точности

измерения величин  $S_m$  и  $S(\nu)$ <sup>\*)</sup> снижаются при уменьшении температуры и особенно частоты  $\nu$ , на которой ведутся измерения спектральной плотности радиоизлучения источника. Для примера на рис. 8 приведена зависимость  $T_e$  от  $S_m/S(\nu)$  для радиогалактики Лебедь А при тех же данных, что и выше, за исключением частоты  $\nu$ , равной  $\nu_0/4$  (кривая 2 с масштабом II по оси абсцисс). Как следует из приведенного, в этом случае для определения электронной температуры при  $T_e = 50$  К с двукратной ошибкой необходимо измерять отношение  $S_m/S(\nu)$  с точностью 15%, а при 5-кратной ошибке в  $T_e$  достаточна точность измерения около 30±40%.

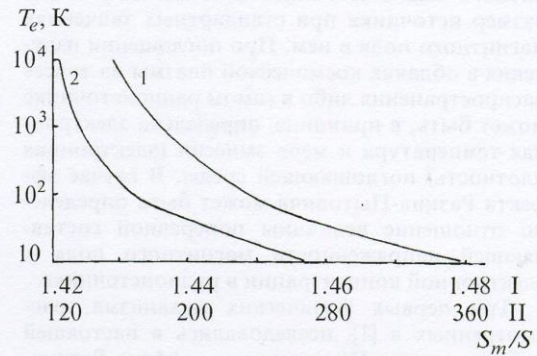


Рис. 8. Зависимость электронной температуры  $T_e$  от отношения максимального потока  $S_m$  к потоку  $S(\nu)$  на частоте  $\nu < \nu_0$  для радиогалактики Лебедь А при учете затухания в ионизированной среде на трассе распространения:

- 1 (I) –  $\nu_0=22$  МГц,  $\nu=12,6$  МГц,
- 2 (II) –  $\nu_0=22$  МГц,  $\nu=5,5$  МГц.

Таким образом, при спектральных измерениях на достаточно низких частотах по сравнению с  $\nu_0$  требуемая при этом точность измерения спектральной плотности потоков излучения  $S_m$  и  $S(\nu)$  понижается и может стать практически реализуемой. Это заключение полностью относится к случаю, когда частота  $\nu_0$  соответствует дециметровому или метровому диапазону. Однако если максимум излучения находится в декаметровом диапазоне, наблюдение на достаточно низких частотах может оказаться невозможным из-за экранирующего влияния земной ионосферы. В этом случае измерения могут проводиться лишь в космическом пространстве с помощью искусственных или естественных спутников Земли,

<sup>\*)</sup> При определении  $T_e$  на основании (I.1.19) обычно с высокой точностью известны  $\nu$  и  $\alpha$ , менее точно –  $\nu_m$ ,  $S_m$  и величина  $S(\nu)$ , с которой связана основная погрешность определения  $T_e$ .



например, с невидимой с Земли поверхности Луны – для одновременного устранения влияния различных помех земного происхождения.

Из приведенного следует, что в ряде случаев с помощью измерений спектров космических радиоисточников, у которых наблюдается четко выраженный максимум излучения, могут быть определены некоторые физические характеристики как самих радиоисточников, так и космической среды на трассе распространения излучения. В случае, если имеет место эффект реабсорбции и известна спектральная характеристика излучения, а также угловой размер объекта, может быть определена величина поперечной составляющей напряженности магнитного поля в источнике либо оценен угловой размер источника при стандартных значениях магнитного поля в нем. При поглощении излучения в облаках космической плазмы на трассе распространения либо в самом радиоисточнике может быть, в принципе, определена электронная температура и мера эмиссии (электронная плотность) поглощающей среды. В случае эффекта Разина-Цытовича может быть определено отношение величины поперечной составляющей напряженности магнитного поля к электронной концентрации в радиоисточнике.

Три первых физических механизма, рассмотренных в [1], исследовались в настоящей работе, однако IV механизм – эффект Разина-Цытовича – пока не наблюдался. Так как согласно [40] при  $0,33 \leq \alpha \leq 1,5$  величина  $f_0$  изменяется от 10 до 1, и если на спектре, измеренном до минимальной частоты  $\nu_{\min}$ , не наблюдается максимум излучения, то согласно (I.1.45)

$$\frac{N_e}{H_{\perp}} < \frac{\nu_{\min}}{144} + \frac{\nu_{\min}}{14,4} \quad (4)$$

Поскольку большинство космических радиоисточников имеют “линейные” (в логарифмическом масштабе) спектры до частоты  $\nu_{\min} < 10$  МГц, это означает, что в данных объектах

$$\frac{N_e}{H_{\perp}} < 6,9 \cdot 10^4 + 6,9 \cdot 10^5 \quad (5)$$

Если учесть, что обычно в радиоисточниках  $N_e = 0,01 \div 1 \text{ см}^{-3}$ , а  $H_{\perp} \approx 100 \text{ мкЭ}$ , то при  $1 \leq f_0 \leq 10$  согласно (I.1.45)

$$\begin{aligned} \nu_0 &= 14,4 f_0 \frac{N_e}{H_{\perp}} = \\ &= 14,4(10 \div 1) \frac{(0,01 \div 1)}{10^{-4}} = 1,44 \text{ кГц} \div 1,44 \text{ МГц}. \end{aligned} \quad (6)$$

Из приведенного следует, что максимум излучения, связанный с эффектом Разина-

Цытовича, скорее всего должен находиться на гектаметровых и более длинных волнах и поэтому вряд ли может наблюдаться при измерениях с поверхности Земли, за исключением тех случаев, когда наблюдаются объекты с очень высокой электронной концентрацией либо очень малым магнитным полем.

### Литература

1. С. Я. Брауде, А. В. Мень. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, 3, №2, с. 147-165.
2. F. N. Bash. *Astrophys. J.* 1968, **152**, No. 2, pp. 375-390.
3. F. N. Bash *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1968, **16**, No. 149, pp. 373-404.
4. D. E. Hogg. *Astrophys. J.* 1969, **155**, No. 3, pp. 1099-1111.
5. S. Mitton. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1970, **149**, No. 2, pp. 101-109.
6. P. N. Wilkinson. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1972, **160**, No. 3, pp. 305-319.
7. P. N. Wilkinson, P. J. Richards, T. N. Bowden. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1974, **168**, No. 3, pp. 515-531.
8. G. G. Pooley, S. N. Henbest. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1974, **169**, No. 3, pp. 477-526.
9. C. J. Lonsdale, I. Morison. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1983, **203**, No. 2, pp. 833-851.
10. R. L. Brown, I. I. Broderick, K. I. Mitchell. *Astrophys. J.* 1986, **306**, No. 1, pp. 107-109.
11. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский и др. *Изв. вузов. Радиофизика.* 1990, **33**, №5, с.523-533.
12. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский и др. *Изв. вузов. Радиофизика.* 1990, **33**, №5, с. 534-545.
13. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский и др. *Письма в АЖ.* 1996, **22**, №6, с. 428-433.
14. P. K. Wraith. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1972, **160**, No. 3, pp. 283-303.
15. V. K. Kapahi, Gopal-Krishna, M. N. Joshi. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1974, **167**, No. 2, pp. 299-309.
16. J. A. Högbom, I. Carlsson. *Astron. Astrophys.* 1974, **34**, No. 3, pp. 341-354.
17. T. K. Menon. *Astrophys. J.* 1975, **199**, No. 3, pp. 161-163.
18. J. M. Riley, G. G. Pooley. *Mem. R. Astr. Soc.* 1975, **80**, pp. 105-137.
19. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский и др. *Астроном. журн.* 1998, **75**, №6, с. 818-826.
20. R. L. Adgie, J. H. Crowther, H. Gent. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1972, **159**, No. 3, pp. 233-251.
21. G. K. Miley, A. P. Hartsuijker. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1978, **34**, No. 1, pp. 129-163.
22. R. A. Laing. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1981, **195**, No. 1, pp. 261-325.
23. R. J. Davis, D. Stannard, R. G. Conway. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1983, **205**, No. 3, pp. 1267-1278.
24. P. Hintzen, J. Ulvestad, F. Qwen. *Astron. J.* 1983, **88**, No. 6, pp. 709-725.
25. F. N. Owen, R. W. Porcas, S. G. Neff. *Astron. J.* 1987, **83**, No. 9, pp. 1009-1020.
26. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский и др. *Кинематика и физика небесных тел.* 1996, **12**, No. 6, с. 3-12.
27. M. Ryle, M. D. Windram. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1968, **138**, No. 1, pp. 1-21.



28. Е. Н. Виняйкин, В. А. Никонов, А. Ф. Тарасов и др. *Астрон. журнал*. 1987, **64**, с. 987-991.
29. A. V. Megn, S. Ya. Braude, S. L. Rashkovsky et al. *Astrophys. Space Sci.* 1993, **201**, pp. 79-90.
30. А. П. Барабанов, В. П. Иванов, К. С. Станкевич, С. П. Столяров. Препринт НИРФИ. Горький, 1984, №207, с. 1-24.
31. А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский, и др. Препринт ИРИАН Украины. Харьков, 1992, №55, с. 1-43.
32. А. А. Коноваленко *Письма в Астрон. журнал*. 1984, **10**, №11, с. 846-852.
33. Ю. В. Токарев. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1996, **39**, №8, с. 945-955.
34. S. Ya. Braude, O. M. Lebedeva, A. V. Megn et al. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1969, **143**, pp. 289-300.
35. M. P. Viner, W. S. Erickson. *Astron. J.* 1975, **80**, pp. 931-954.
36. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, P. J. S. Williams. *Astrophys. J.* 1969, **157**, p. 1-33.
37. С. Я. Брауде, А. В. Мень, К. П. Соколов, и др. Препринт ИРЭ АН Украины. Харьков, 1979, №114, с. 1-37.
38. H. Kuhr, U. Nauber, I. I. K. Pauliny-Toth, A. Witzel. Bonn, preprint Max-Planck Institut fur Radioastronomie. 1979, No. 55, pp. 1-159.
39. T. J. Pearson, R. A. Perley, A. C. S. Readhead. *Astron. J.* **90**, No. 5, pp. 738-755.
40. В. А. Разин. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1960, **3**, №4, с. 584-594.

### On Relation of Low Frequency Non-Thermal Radio Source Spectra with Physical Characteristics of Space Medium. II. (Review)

A. V. Megn, S. Ya. Braude

This paper deals with the space non-thermal radio sources whose spectral characteristics reveal a sharp radiation maximum on a certain frequency. Calculations of these spectral characteristics for a number of quasars, radio galaxies and supernova remnants for various physical processes leading to deformation of power spectra, peculiar to a synchrotron mechanism of generation, are made. Possible determination of such parameters of space medium as electron temperature, emission measure (electron density), space magnetic field strength component, lateral to relativistic electron movement, is also discussed.