

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ  
РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ОЦЕНКИ ИХ  
ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВВ.С.АРТЮХ<sup>1</sup>, В.С.НЕДОРА<sup>2</sup>

Поступила 7 ноября 2016

Принята к печати 7 июня 2017

Для оценки физических параметров неоднородных радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик (АЯГ), необходимо знать угловые размеры радиоисточников на низких частотах, на которых наблюдается низкочастотный завал спектров (область непрозрачности). У большинства компактных радиоисточников низкочастотные завалы спектров приходится на метровый диапазон радиоволн. В настоящее время не существует радиоастрономических систем с длиной базой (РСДБ), работающих на метровых волнах, и, следовательно, непосредственно измерить низкочастотные угловые размеры компактных радиоисточников в АЯГ невозможно. В данной работе предлагается методика оценки низкочастотных угловых размеров компактных радиоисточников (в области непрозрачности), исходя из формы их спектров.

*Ключевые слова: активные ядра галактик: радиоджеты: магнитные поля*

1. *Введение.* В работах [1,2] представлены методики оценки физических параметров компактных радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик (АЯГ). Обе методики основаны на модели однородного источника синхротронного излучения. Физические параметры радиоисточников получают из наблюдений, исходя из предположения, что наблюдаемые низкочастотные завалы спектров радиоисточников вызваны самопоглощением синхротронного излучения. Впервые эта идея была высказана в [3]. В методике [1] для получения физических параметров используются наблюдения радиоисточников на частоте максимума спектра, а в [2] - наблюдения на низких частотах, где оптическая толщина  $\tau > 1$  (в области непрозрачности) и на высоких частотах, где  $\tau < 1$  (в области прозрачности).

Для однородного источника уравнение переноса излучения имеет простое аналитическое решение. Это обстоятельство является очень важным, так как аналитическое решение позволяет непосредственно видеть, как различные факторы влияют на оценки физических параметров источника. Кроме того, сами методики [1,2] являются достаточно простыми и удобными в работе. Однако наблюдения показывают, что большинство компактных радиоисточников в АЯГ имеют уплощенные спектры, явно отличные от спектров

однородных источников, т.е. большинство реальных радиоисточников являются неоднородными. Следовательно, строго говоря, методика, основанная на модели однородного источника, не пригодна для анализа большинства реальных радиоисточников. Поэтому в [4] была разработана методика оценки физических параметров радиоисточников, основанная на модели неоднородного источника синхротронного излучения. Эта методика является более корректной и более информативной, чем [1,2], но она значительно сложнее, так как для неоднородного источника не существует аналитического решения уравнения переноса излучения, и необходимо использовать численное решение. Последнее обстоятельство сильно усложняет применение методики [4].

С другой стороны, как показало численное моделирование [5], методика [2] все же может быть использована для исследований неоднородных радиоисточников, если учитывать зависимость видимых угловых размеров источника от частоты. Необходимо знать угловые размеры источников на высоких частотах (в области прозрачности) и на низких частотах (в области непрозрачности). В этом случае, как показали модельные расчеты [5], методика [2] дает значения физических параметров неоднородного радиоисточника, усредненных по его объему. Такая информация может быть полезной для решения некоторых задач, в частности для определения соотношения между энергиями поля и частиц в АЯГ. Отметим, что, не зная низкочастотного углового размера и принимая его равным высокочастотному, мы вносим погрешность в оценки физических параметров радиоисточника [6]. Эта погрешность тем больше, чем больше степень неоднородности радиоисточника.

Низкочастотные завалы спектров компактных радиоисточников в АЯГ (области непрозрачности) обычно приходится на метровый диапазон радиоволн. К сожалению, в настоящее время все интерферометры с большими базами работают только на сантиметровых и дециметровых волнах. Не существует РСДБ систем, работающих на метровых волнах, и, следовательно, непосредственно измерить низкочастотные угловые размеры многих компактных радиоисточников в АЯГ невозможно. Метод межпланетных мерцаний позволяет получать верхние оценки угловых размеров компактных радиоисточников только для нескольких самых сильных радиоисточников типа 3С 48 [3]. В данной работе предлагается методика оценки низкочастотных угловых размеров компактных радиоисточников (в области непрозрачности), исходя из формы их спектров.

2. *Методика.* В дальнейшем будем рассматривать методику оценки физических параметров радиоисточников [2]. В соответствии с [2,6] оценку индукции магнитного поля  $B$  однородного радиоисточника получаем из наблюдений на низкой частоте  $\nu_{\text{нч}}$  (в области непрозрачности)

$$B_{\perp} = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{v_{HЧ}}{2C_1}\right)^3 (\Omega_{HЧ})^2}{S_{HЧ}^2} \frac{\delta}{1+z} \quad (1)$$

Здесь  $B_{\perp} = B \sin \vartheta$ , где  $\vartheta$  - угол между направлением магнитного поля и лучом зрения,  $\Omega_{HЧ}$  - телесный угол радиоисточника, который мы наблюдаем на низкой частоте  $v_{HЧ}$  (линейный угловой размер источника  $\theta_{HЧ} = \sqrt{\Omega_{HЧ}}$ ),  $S_{HЧ}$  - его плотность потока на частоте  $v_{HЧ}$ ,  $\delta$  - доплер-фактор радиоисточника,  $z$  - красное смещение родительской галактики,  $\gamma$  - показатель степени энергетического спектра электронов ( $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ ),  $b(\gamma) = c_5(\gamma)/c_6(\gamma)$  - функции, затабулированные в [7],  $C_1$  - константа, приведенная там же.

Используя полученную оценку  $B_{\perp}$  из наблюдений на высокой частоте  $v_{BЧ}$  (в области прозрачности), получаем оценку коэффициента  $N_0$

$$N_0 = \frac{1}{c_5(\gamma)} \frac{S_{BЧ}}{\Omega_{BЧ} \theta_{HЧ} B_{\perp}^{(\gamma-1)/2} \left(\frac{v_{BЧ}}{2C_1}\right)^{(1-\gamma)/2}} \frac{(1+z)^{2(\gamma+1)}}{\delta^{(5+\gamma)/2}} \quad (2)$$

Здесь  $D_{\Phi}$  - фотометрическое расстояние до родительской галактики. Выражения (1) и (2) получены с учетом работы [8].

В (1) и (2) входят угловые размеры радиоисточника на низких и высоких частотах. Отметим, что только радиоисточник, который представляет собой цилиндр (или параллелепипед), ось которого направлена вдоль луча зрения, имеет видимый угловой размер, не зависящий от частоты и равный физическому угловому размеру радиоисточника. У всех остальных моделей однородных источников, в том числе и у цилиндрического источника, если его ось не направлена вдоль луча зрения, а также у всех неоднородных моделей источников видимые угловые размеры зависят от частоты излучения.

Для вычисления зависимости видимого углового размера источника от частоты излучения нужно выбрать модель радиоисточника. В разных работах это делается по-разному. Например, в [9] предложена простейшая модель неоднородного источника, полученная из физических соображений. Недостатком этой модели является то, что она дает результат не согласующийся с наблюдениями. Согласно [9], все радиоисточники на высоких частотах должны иметь один и тот же спектральный индекс  $\alpha = 0.5$ . Но из наблюдений известно, что у каждого радиоисточника свой спектральный индекс, и у большинства радиоисточников он близок к 1 [10]. Кроме того, согласно [11], у этой модели нет плоского участка спектра, характерного для компактных радиоисточников в АЯГ. В [4] сформулирован другой принцип выбора модели радиоисточника: необходимо чтобы все параметры теоретической модели были равны параметрам реального радиоисточника, полученным из

наблюдений (модель должна полностью проявлять себя как реальный радиоисточник). В этой работе в качестве модели неоднородного источника выбрана сферическая модель с неоднородностями степенного характера:

$$B_{\perp}(r) = \frac{B_{\perp}(0)}{1 + k_H \left(\frac{r}{R}\right)^m}, \quad (3)$$

$$N(r) = \frac{N(0)}{1 + k_N \left(\frac{r}{R}\right)^n}. \quad (4)$$

Здесь  $B_{\perp}$  - компонента индукции магнитного поля, перпендикулярная лучу зрения,  $R$  - радиус источника,  $k_H$  - коэффициент неоднородности магнитного поля,  $k_N$  - коэффициент неоднородности в распределении частиц.

**3. Параметры неоднородной модели.** Для численного моделирования мы выбрали простейшую модель неоднородного источника, которая имеет типичные параметры компактных радиоисточников в АЯГ. Принимаем, что магнитное поле имеет форму (3), а пространственное распределение частиц принимаем однородным, поскольку в работе [5] было показано, что неоднородность магнитного поля влияет на наблюдаемые параметры источника значительно сильнее, чем неоднородность в распределении частиц. В этой связи неоднородностью в пространственном распределении частиц можно пренебречь.

Показатель степени  $m$  был выбран, исходя из следующих соображений. У Де Брайна [12] спектральный индекс источника в области полупрозрачности равен

$$\alpha_{H\gamma} = \frac{13 - 5n - 3m - 2m\gamma + 2\gamma}{2 - 2n - 2m - m\gamma}. \quad (5)$$

Это выражение получено для степенного распределения в пространстве поля и частиц вида (3) и (4). Показатель степени  $m$  относится к магнитному полю (3), а  $n$  относится к распределению электронов. Поскольку мы приняли однородное распределение частиц в пространстве, то  $n = 0$ . При этом, не теряя общности, можно принять  $k_N = 0$ , так как на форму распределения яркости по источнику эта константа не влияет. Учитывая, что большинство компактных радиоисточников в АЯГ в области полупрозрачности имеет плоские спектры, т.е.  $\alpha_{H\gamma} = 0$ , а на высоких частотах (в области прозрачности) средний спектральный индекс  $\langle \alpha \rangle \approx 0.9$  и, соответственно,  $\langle \gamma \rangle = 2\alpha + 1 = 2.8$ , получаем  $m \approx 2$ .

Далее для расчетов мы приняли  $B(0) = 0.1$  Гс, радиус источника  $R = 1$  пк, расстояние до источника  $D = 50$  Мпк. Эти параметры были выбраны таким

образом, чтобы наблюдательные параметры моделей источников были близки к типичным, наблюдаемым у реальных радиоисточников (например, чтобы плотности потоков моделей были вблизи 1 Ян, и чтобы максимум спектра приходился на частоту 1 ГГц). Но, конечно, плотность потока может быть любой и частота максимума спектра может быть любой, главное, что на частоте максимума спектра  $\tau \approx 1$ . При этом, на более высоких частотах источник прозрачен, а на более низких - непрозрачен. Это никак не умаляет общности установленных нами закономерностей изменения формы спектров источников и их видимых угловых размеров, тем более, что все зависимости мы приводим для относительных величин, и поэтому конечный результат - зависимость отношения угловых размеров от ширины спектра - не зависит ни от  $B(0)$ , ни от  $R$ , ни от  $D$ .

На рис 1 представлены вычисленные зависимости размеров источников по половинной мощности излучения относительно полного размера источника  $\rho_{0.5}(\nu) R$  от частоты излучения для источников с разной степенью неоднородности магнитного поля и  $\gamma = 2.8$ . Здесь  $\rho$  - расстояние от центра источника в картинной плоскости. На низких частотах (в области непрозрачности) мы видим только свечение тонкого слоя обращенной к наблюдателю поверхности источника, т.е. мы видим физический размер источника радиуса  $R$ , которому соответствует видимый угловой размер  $\theta_{HЧ}$ . Поэтому  $\rho_{0.5}(\nu) R = \theta(\nu) \theta_{HЧ}$ , где  $\theta(\nu)$  - видимый угловой размер источника по половинной мощности. Вычисления  $\theta(\nu)$  были выполнены для моделей радиоисточников с разными коэффициентами неоднородности магнитного поля:  $k_H = 0, 10, 100, 1000, 10000$ .

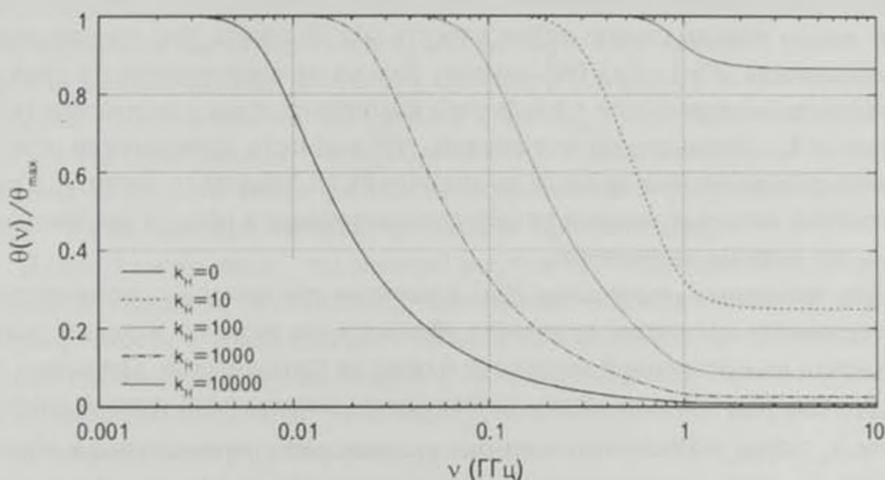


Рис.1. Зависимость видимых угловых размеров источников (по половинной мощности относительно максимального размера) от частоты излучения для моделей с разной степенью неоднородности и  $\gamma = 2.8$

Из рис. 1 видно, что с уменьшением частоты угловые размеры радиоисточников  $\theta$  увеличиваются и на самых низких частотах (в области непрозрачности) достигают максимальных (истинных) угловых размеров источников. Причем, если для однородного источника сферической формы ( $k_H = 0$ ) видимые угловые размеры меняются незначительно (на  $\sim 13\%$ ), то для неоднородных источников эти изменения являются весьма заметными и могут превосходить порядок величины. При этом важно отметить, что отношение угловых размеров источника на низких частотах к угловым размерам на высоких частотах:  $\theta_H / \theta_N$  является константой для выбранной модели источника и зависит в данном случае лишь от коэффициента неоднородности магнитного поля  $k_H$ .

4. *Оценка углового размера источника на низких частотах.* Угловой размер радиоисточника на низких частотах можно получить из следующих соображений. На высоких частотах, где оптическая толщина  $\tau < 1$ , распределение интенсивности по источнику, заданному моделью (3) и (4), имеет вид:

$$I(\rho) \approx \int_{-L(\rho)}^{L(\rho)} \varepsilon(x) dx = c_3(\gamma) N_0 B(0)^{(\gamma+1)/2} \left( \frac{v}{2C_1} \right)^{(1-\gamma)/2} \int_{-\sqrt{R^2-\rho^2}}^{\sqrt{R^2-\rho^2}} \left[ 1 + k_H \left( \frac{\sqrt{\rho^2+x^2}}{R} \right)^\alpha \right]^{-(\gamma+1)/2} dx, \quad (6)$$

здесь интегрирование проводится вдоль луча зрения от  $-L(\rho)$  до  $L(\rho)$ . При  $\rho = 0$  имеем максимальную интенсивность. Из (6) видно, что относительная интенсивность  $F(\rho) = I(\rho) / I(0)$  зависит только от энергетического спектра электронов (конкретно от  $\gamma$ ) и формы магнитного поля в источнике (конкретно от  $k_H$ ). Очень важно подчеркнуть, что в области прозрачности относительное распределение яркости по источнику не зависит от частоты. Соответственно, видимый угловой размер радиоисточника в области прозрачности также не зависит от частоты.

Для заданного  $k_H$  вычисляем  $F(\rho)$  и находим при каком  $\rho_{0.5}$  относительная интенсивность излучения источника убывает в два раза, т.е. находим размер источника по половинной мощности в области прозрачности. Очевидно, что  $R / \rho_{0.5} = \theta_{Hq} / \theta_{Bq}$ . В дальнейшем удобно ввести поправочный угловой коэффициент  $k_0 = R / \rho_{0.5}$ . Поскольку видимые угловые размеры источника в области прозрачности не зависят от частоты, то, находя из наблюдений  $\theta_{Bq}$  (на любой частоте в области прозрачности), получаем низкочастотный угловой размер  $\theta_{Hq} = k_0 \cdot \theta_{Bq}$ . Отметим, что каждому значению коэффициента  $k_H$

соответствует свое значение  $k_0$ . Зависимость  $k_0$  от степени неоднородности магнитного поля и от спектрального индекса приведена на рис.2.

Из рис. 2 видно, что зависимость  $k_0 = \theta_{HЧ} / \theta_{ВЧ}$  от спектрального индекса  $\gamma$  пренебрежимо мала в области малых значений  $k_H$  и становится заметной лишь для сильно неоднородных источников.

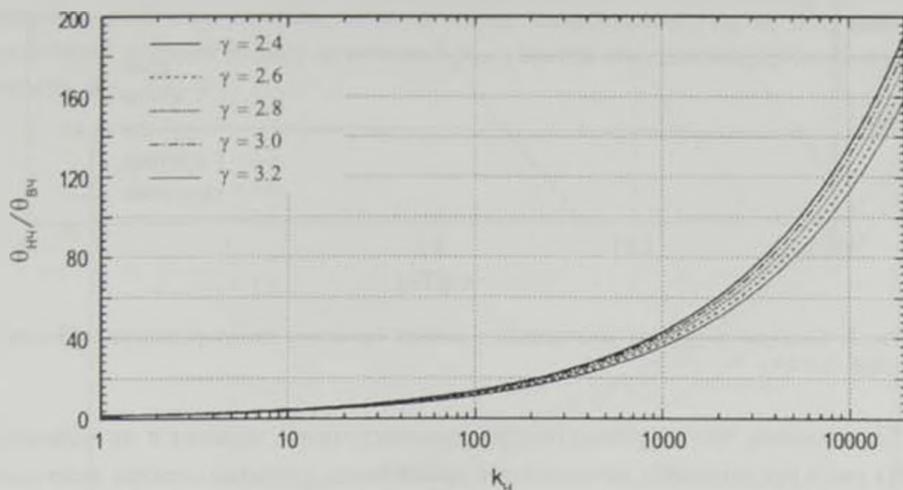


Рис 2 Зависимость  $\theta_{HЧ} / \theta_{ВЧ}$  от  $k_H$  для моделей с разными  $\gamma$ .

5. *Определение  $k_H$  из наблюдений.* На рис.3 представлены вычисленные спектры излучения для тех же моделей источников, что и на рис.1.

Из рис.3 видно, что изменения в спектрах происходят на тех же частотах, на которых меняются угловые размеры источников. Каждому коэффициенту неоднородности магнитного поля  $k_H$  соответствует свой спектр. С увеличением степени неоднородности источника его спектр уширяется, и при достаточно большой неоднородности магнитного поля ( $k_H > 10^2$ ) появляется плоский участок спектра (область полупрозрачности). У всех источников на низких частотах (в области непрозрачности) интенсивность излучения имеет вид  $I \sim \nu^{5.2}$ , а на высоких частотах (в области прозрачности)  $I \sim \nu^{(1-\gamma)^2}$ .

Из рис.3 также видно, что спектры источников синхротронного излучения являются гладкими функциями, монотонно возрастающими в области непрозрачности и убывающими в области прозрачности, следовательно, их можно однозначно задавать шириной спектра: например, шириной спектра по половинной мощности. Каждому  $k_H$  соответствует своя ширина спектра. Саму ширину спектра удобно определить через отношение частот  $\nu_{ВЧ} / \nu_{HЧ}$  (в логарифмической шкале ширина спектра равна  $\log \nu_{ВЧ} - \log \nu_{HЧ}$ ), где  $\nu_{ВЧ}$  и  $\nu_{HЧ}$  - это высокая и низкая частоты, на которых плотность потока компактного радиоисточника убывает в два раза.

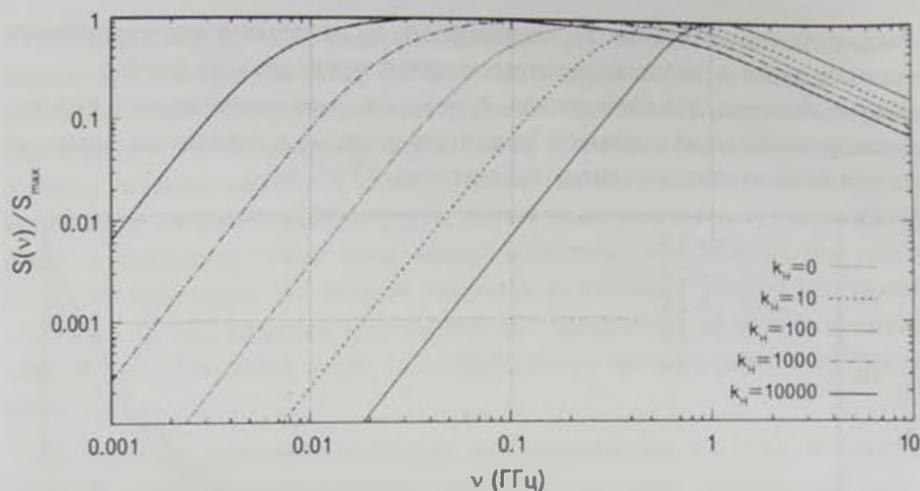


Рис.3. Спектры излучения источников с разной степенью неоднородности магнитного поля для  $\gamma = 2.8$ .

Естественно, что ширина спектра радиоисточника зависит и от величины  $\gamma$ . На рис.4 представлена вычисленная зависимость ширины спектра источника (по половинной мощности)  $\log v_{50} - \log v_{10}$  от  $k_H$  для разных значений  $\gamma$ .

Из рис.4 видно, что зависимость  $\log v_{50} - \log v_{10}$  от  $k_H$  является довольно сильной при  $k_H < 200$  и сравнительно слабой при больших  $k_H$ . Зависимость от  $\gamma$  везде является незначительной.

Поскольку неоднородность магнитного поля определяет как ширину спектра

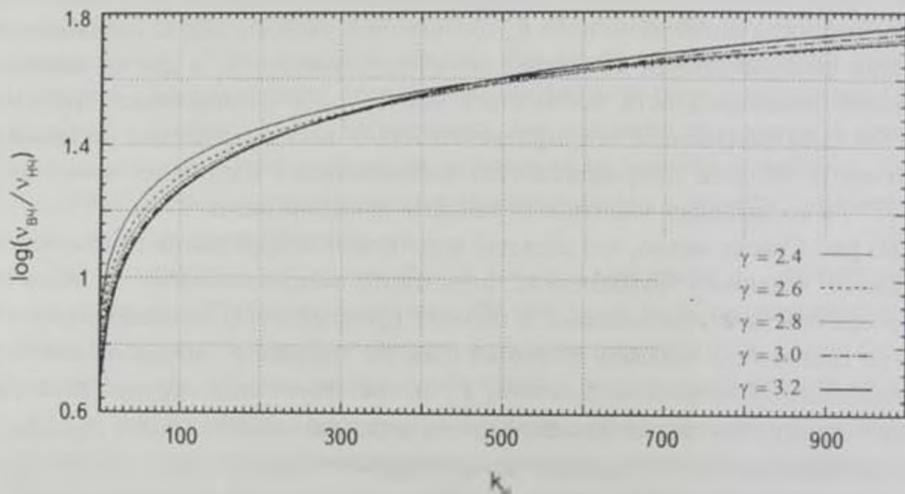


Рис.4. Зависимость ширины спектра источника от коэффициента неоднородности магнитного поля  $k_H$  для разных  $\gamma$ .

радиоисточника, так и отношение угловых размеров на высоких и низких частотах, то можно эти величины связать между собой, можно построить зависимость  $k_0$  от ширины спектра  $\log v_{BЧ} / v_{HЧ}$ . На рис.5 приведена такая зависимость для нескольких, наиболее часто встречаемых, значений  $\gamma$ .

Используя эту зависимость, мы можем по ширине спектра радиоисточника получить величину поправочного углового коэффициента  $k_0$  и, зная высоко-частотный угловой размер источника  $\theta_{BЧ}$ , найти его низкочастотный угловой размер  $\theta_{HЧ} = k_0 \cdot \theta_{BЧ}$ .

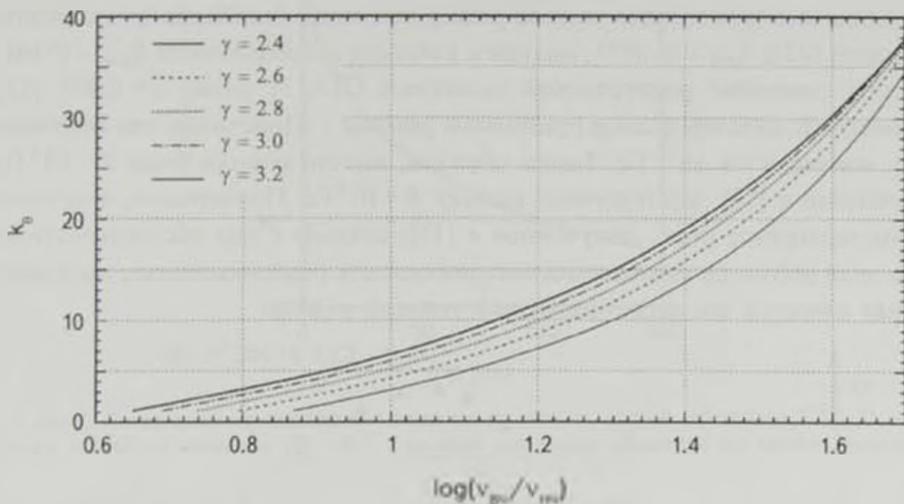


Рис 5 Зависимость поправочного углового коэффициента  $k_0$  от ширины спектра радиоисточника  $\log v_2/v_1$  для разных  $\gamma$ .

Таким образом, низкочастотный угловой размер неоднородного радиоисточника можно получить из формы его спектра. Это позволяет использовать методику, основанную на однородной модели источника, для исследования неоднородных радиоисточников, несмотря на отсутствие прямых измерений угловых размеров радиоисточников на низких частотах. Подчеркнем, что, как показано в [4], получаемые при этом оценки физических параметров неоднородного радиоисточника представляют собой величины, усредненные по его объему.

6. *Оценка индукции магнитного поля в радиоисточнике СТА 21* Для иллюстрации работы предлагаемой методики применим ее к анализу радиоастрономических наблюдений источника СТА 21. На рис.6 представлен спектр радиоисточника СТА 21. На основе этого спектра в работе [13] по методике [2] была получена очень низкая оценка магнитной индукции в радиоисточнике  $B_1 \sim 10^{-8}$  Гс. Неизвестный доплер-фактор  $\delta$  был принят

равным 1, неизвестное (в то время) красное смещение принято  $z = 2$ . В качестве неизвестного низкочастотного углового размера был принят высокочастотный размер  $\Omega_{BЧ} \approx 0^\circ.003 \times 0^\circ.004$  ( $\theta_{BЧ} = \sqrt{\Omega} \approx 0^\circ.0035$ ), полученный из наблюдений на частоте 5 ГГц [14].

Как видно из рис.6 частоты, на которых плотность потока СТА 21 уменьшается в два раза (относительно максимума спектра), простираются от низкой частоты  $\nu_{HЧ} \approx 0.15$  ГГц до высокой частоты  $\nu_{BЧ} \approx 3$  ГГц. Следовательно, из зависимости  $k_0$  от  $(\nu_{BЧ}/\nu_{HЧ})$ , приведенной на рис.5, имеем  $k_0 \approx 13$ . Принимая высокочастотный угловой размер источника (в области прозрачности) на частоте 5 ГГц  $\theta_{BЧ} = 0^\circ.0035$ , получаем в области непрозрачности  $\theta_{HЧ} = 0^\circ.046$ . Красное смещение родительской галактики СТА 21 равно  $z = 0.907$  [15], неизвестный доплер-фактор принимаем равным 1. Подставляя эти величины в (1), имеем  $B \approx 4 \cdot 10^{-4}$  Гс. Таким образом, вместо оценки поля  $B - 10^1$  Гс, полученной в [13], мы получили оценку  $B - 10^3$  Гс. Подчеркнем, что очень слабое магнитное поле, полученное в [13], связано с тем обстоятельством, что в этой работе не учитывалась неоднородность радиоисточника, поскольку не был известен его низкочастотный угловой размер.

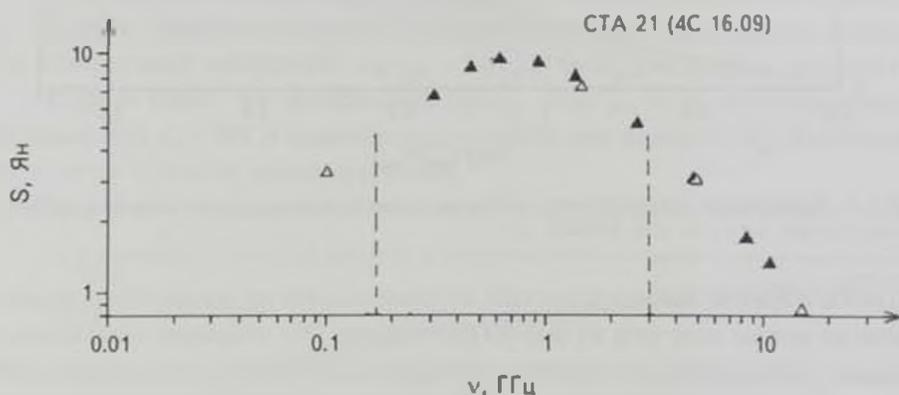


Рис.6. Спектр радиоисточника СТА 21. Ссылки на наблюдения, выполненные на разных частотах, приведены в [13].

Необходимо отметить, что полученная нами оценка индукции поля не является окончательной, так как мы не знаем доплер-фактора радиоисточника.

Как было отмечено выше, полученная нами оценка индукции магнитного поля является усредненной по всему объему источника. На рис.7 представлены результаты анализа тех же наблюдений СТА 21, выполненных в [16] по методике [4], основанной на неоднородной модели источника. Из рисунка видно, что магнитное поле в данном радиоисточнике имеет довольно сильный градиент. Штриховой линией обозначено среднее (по объему источника)

значение поля, которое хорошо согласуется с полученной нами оценкой. Отметим, что индукция магнитного поля, усредненная по объему источника, по порядку величины совпадает со слабым полем. Это связано с тем, что слабое поле ( $B \sim 10^{-3}$  Гс) занимает большую часть объема источника, поэтому именно оно определяет среднее поле по объему. Следовательно, получаемая нами оценка поля по порядку величины близка к его минимальному значению.

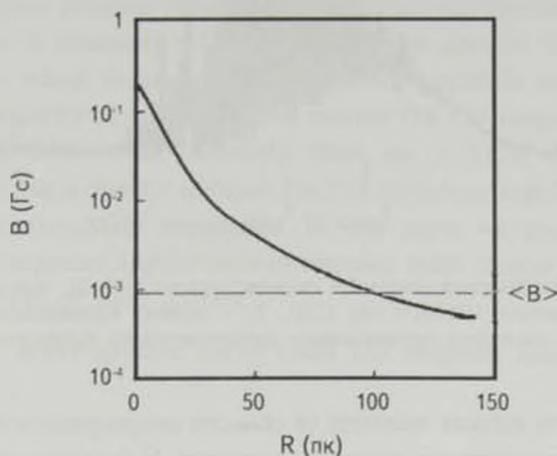


Рис.7. Распределение магнитного поля по радиусу в модели источника СТА 21, полученное в [16] по методике [4].  $\langle B \rangle$  - средняя магнитная индукция по объему источника.

При этом в небольшой области данного радиоисточника (на масштабе в несколько парсек) должно существовать значительно более сильное поле  $B \sim \delta \cdot 10^{-1}$  Гс.

Отметим также еще одно обстоятельство. Радиоисточник, имеющий на низких частотах (в области непрозрачности) угловой размер  $0''.046$ , должен очень хорошо мерцать на неоднородностях межпланетной плазмы. И, действительно, наблюдения межпланетных мерцаний СТА 21, выполненные на частоте 102 МГц на радиотелескопе БСА [13], показали, что источник имеет практически стопроцентные мерцания (рис.8), и угловые размеры мерцающей компоненты на частоте 102 МГц меньше  $0''.1$ .

Таким образом, полученные нами оценки параметров источника СТА 21 (полученные по предлагаемой методике) хорошо согласуются как с оценками, полученными другим методом, так и с наблюдениями на низких частотах.

**7. Заключение.** Для оценки физических параметров компактных неоднородных радиоисточников, находящихся в АЯГ, предлагается использовать очень простую методику [2], основанную на модели однородного источника синхротронного излучения. Для этого необходимо знать угловые размеры

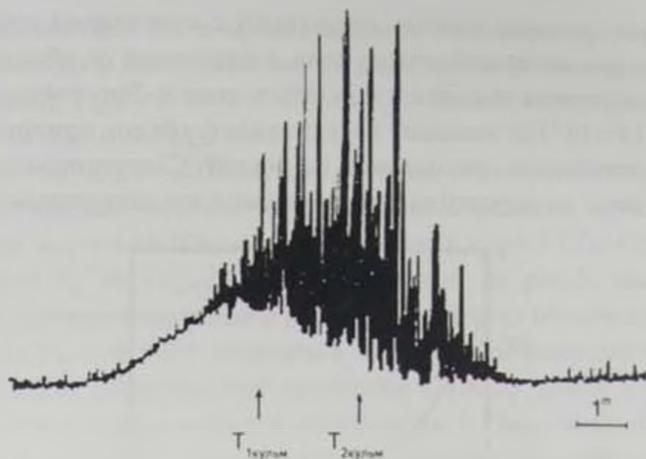


Рис. 8. Запись межпланетных мерцаний радиоисточника СТА 21, полученная на радиотелескопе БСА на частоте 102 МГц (из [13]).  $T_2$  - момент кульминации СТА 21,  $T_1$  - момент кульминации соседнего протяженного (немерцающего) радиоисточника.

радиоисточников на низких частотах (в области непрозрачности), на которых наблюдаются низкочастотные завалы их спектров. У большинства компактных радиоисточников низкочастотные завалы спектров приходятся на метровый диапазон радиоволн. В настоящее время не существует РСДБ систем, работающих на метровых волнах, и, следовательно, непосредственно измерить низкочастотные угловые размеры компактных радиоисточников в АЯГ невозможно.

В данной работе предложен способ получения низкочастотных угловых размеров радиоисточников  $\theta_{НЧ}$  из формы их спектров. С помощью модельных расчетов нами получена зависимость поправочного коэффициента  $k_0$  от ширины спектра излучения радиоисточника ( $\nu_{ВЧ}/\nu_{НЧ}$ ) и спектрального индекса  $\gamma$ . Низкочастотный угловой размер источника равен  $\theta_{НЧ} = k_0 \cdot \theta_{ВЧ}$ , где  $\theta_{ВЧ}$  - угловой размер источника, измеренный на высоких частотах (в области прозрачности).

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,  
e-mail: art@prao.ru

<sup>2</sup> Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn, Germany

TAKING INTO ACCOUNT THE INFLUENCE OF  
NON-UNIFORMITY OF RADIO SOURCES TO  
ESTIMATE THEIR PHYSICAL PARAMETERSV.S.ARTYUKH<sup>1</sup>, V.S.NEDORA<sup>2</sup>

To estimate the physical parameters of the non-uniform radio sources located in the AGNs it is necessary to know the angular sizes of the radio sources at low frequencies, where we observe low-frequency cutoffs in their spectra (area of opacity). For majority of compact radio sources the low-frequency cutoffs fall in the meter range radio waves. Currently, there are no VLBI systems operating at meter waves, and thus directly measure the low frequency angular sizes of compact radio sources in the AGN impossible. In this paper we propose a method of estimating low-frequency angular sizes of compact radio sources (in area of opacity) based on the form of their spectra.

Key words: *active galactic nuclei: radio jets: magnetic fields*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.P.Marscher*, *Astrophys. J.*, **264**, 296, 1983.
2. *В.С.Артюх*, Труды Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева, **189**, 223, 1988.
3. *V.I.Slish*, *Nature*, **199**, 682, 1963.
4. *В.С.Артюх, П.А.Черников*, *Астрон. ж.*, **83**, 224, 2006.
5. *В.С.Артюх, П.А.Черников*, *Астрон. ж.*, **78**, 1, 2001.
6. *В.С.Артюх*, *Астрофизика*, **59**, 583, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 514, 2016).
7. *А.Пахольчик*, *Радиоастрофизика*. М., Мир, 1973.
8. *J.Terrell*, *Phys. Rev.*, **116**, 1041, 1960.
9. *R.D.Blandford, A.Konigl*, *Astrophys. J.*, **232**, 34, 1979.
10. *M.McGilchrist, J.E.Baldwin, J.M.Riley et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **246**, 110, 1990.
11. *A.Konigl*, *Astrophys. J.*, **243**, 700, 1981.
12. *A.G. De Bruyn*, *Astron. Astrophys.*, **52**, 439, 1976.
13. *В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников*, *Астрон. ж.*, **76**, 3, 1999.
14. *D.L.Jones*, *Astrophys. J.*, **276**, L5, 1984.
15. *A.Labiano, P.D.Barthel, C.P.O'Dea et al.*, *Astron. Astrophys.*, **463**, 97, 2007.
16. *В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников*, *Астрон. ж.*, **90**, 466, 2013.

