

ТРУДНОСТИ В ОЦЕНКАХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОМПАКТНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ В АЯГ

В.С.АРТЮХ

Поступила 8 июня 2016

Принята к печати 24 августа 2016

Проведен анализ различных факторов, влияющих на оценки физических параметров компактных радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик (АЯГ), полученных с помощью методики, основанной на однородной модели источника синхротронного излучения. Установлено, что форма зависимости плотности энергии релятивистских электронов от плотности энергии магнитного поля ($E_e - E_B$) в радиоисточниках определяется формой энергетического спектра электронов. Показано, что наблюдаемые очень большие отклонения оценок энергий поля и релятивистских частиц от равнораспределения обусловлены неоднородностью радиоисточников. Для получения корректных оценок физических параметров неоднородных радиоисточников необходимо знать их угловые размеры на низких частотах (в области непрозрачности) и их доплер-факторы.

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

1. *Введение.* В настоящее время общепринятым механизмом радиоизлучения радиогалактик и квазаров является синхротронный механизм. При этом возникает вопрос, какие магнитные поля и какие плотности релятивистской плазмы имеются в космических объектах, которые являются источниками нетеплового радиоизлучения. Первые оценки напряженностей магнитных полей и плотности релятивистских электронов в радиоисточниках были получены, исходя из предположения о равнораспределении энергий магнитного поля и релятивистских частиц. Физическая система, состоящая из магнитного поля и релятивистских частиц, как любая физическая система, стремится со временем занять состояние с минимальной энергией, при этом энергия частиц равна энергии поля (равнораспределение энергий). Естественно ожидать, что в старых протяженных радиоисточниках состояние с минимальной энергией уже установилось и предположение о равнораспределении энергий в них, скорее всего, выполняется. Однако в очень компактных радиоисточниках, которые представляют собой молодые радиоджеты (на парсековых масштабах), выброшенные центральной машиной, со скоростями близкими к скорости света, состояние равнораспределения энергий возможно еще не достигнуто.

Для того, чтобы выяснить, какова реальная ситуация, необходимо иметь методики оценки физических параметров радиоисточников независимые от требования равномерного распределения энергий. На существование такой возможности указал Слыш [1]. Он предложил использовать наблюдения эффекта самопоглощения синхротронного излучения для получения информации о компактных радиоисточниках. Эта идея заложена в основе методик оценки физических параметров радиоисточников (индукции магнитного поля - B , плотности релятивистских электронов - n_e , энергии магнитного поля - E_B , энергии релятивистских электронов - E_e), разработанных в [2,3]. В [2], для получения информации, используется максимум спектра радиоисточника, а в [3] - низкочастотная и высокочастотная асимптотики спектра. С помощью этих методик были получены оценки физических параметров для ряда радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик. На рис. 1 представлены результаты исследований соотношения между энергиями поля и частиц, выполненных по методике [3], в объектах разных классов. На рис. 1а, взятом из [4], представлены результаты исследования очень компактных радиоисточников с доминирующей ядерной компонентой из выборки [5].

Если бы во всех радиоисточниках выполнялось условие равномерного распределения энергий, то экспериментальные точки (оценки E_B и E_e , полученные из наблюдений) радиоисточников с разными интенсивностями излучения должны были расположиться вдоль биссектрисы прямого угла. На рис. 1а и б вдоль

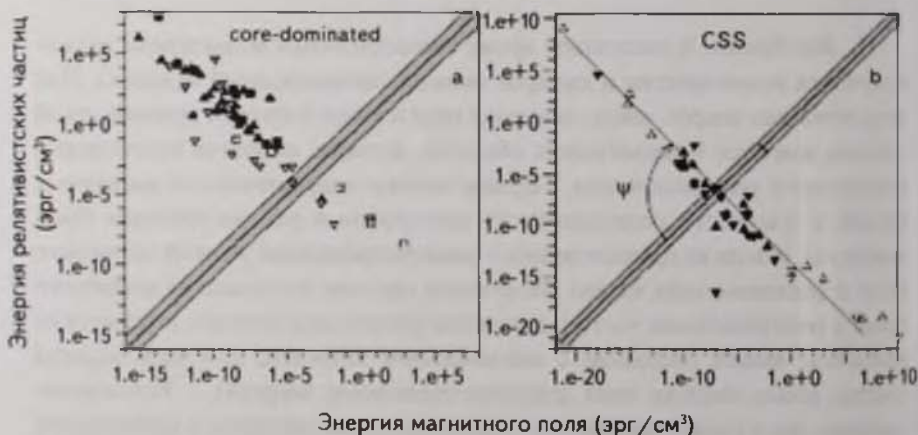


Рис. 1. а - зависимость между плотностью энергии магнитного поля и релятивистских электронов (E_B - E_e) для компактных радиоисточников в АЯГ с доминирующей ядерной компонентой из [4]. Черные треугольники представляют собой данные для ядер квазаров, серые - для джетов в квазарах, черные квадраты - данные для ядер объектов типа BL Lac, пустые квадраты - данные для джетов в объектах типа BL Lac. б - та же зависимость для компактных радиоисточников со степенными спектрами (молодыми радиооблаками) из [18]. Треугольники - данные для квазаров, перевернутые треугольники - данные для радиогалактик из [19].

биссектрисы заштрихована полоска ожидаемого случайного разброса оценок энергий. Однако, как видно из рисунка, вопреки ожиданиям, все экспериментально полученные точки расположились в направлении, перпендикулярном этому. Естественно возникает вопрос, чем вызван такой результат? В настоящей работе проведен анализ всех факторов, влияющих на данную зависимость, и выявлены причины, определяющие данный результат.

2. *Метод оценки физических параметров радиоисточников.* Чтобы понять полученный в [4] результат, нужно обратиться к методике оценки физических параметров [3], которая была использована в этой работе. Данная методика основана на однородной модели источника синхротронного излучения. В этом случае уравнение переноса излучения имеет простое аналитическое решение [6]:

$$I(\nu) = I_\nu = \frac{\varepsilon(\nu)}{\mu(\nu)} (1 - e^{-\tau(\nu)}). \quad (1)$$

Здесь $I(\nu)$ - интенсивность излучения, $\varepsilon(\nu)$ - коэффициент излучения, $\mu(\nu)$ - коэффициент поглощения, $\tau(\nu)$ - оптическая толщина: $\tau(\nu) = \int_0^L \mu_\nu(x) dx$. Для однородного источника $\tau(\nu) = \mu(\nu)L$, где L - размер источника вдоль луча зрения. Из теории синхротронного излучения для ансамбля релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$, после усреднения по всемpitch-углам, коэффициенты излучения и поглощения принимают вид [6]

$$\varepsilon(\nu) = c_5(\gamma) N_0 H_\perp^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\nu}{2C_1} \right)^{(1-\gamma)/2}, \quad (2)$$

$$\mu(\nu) = c_6(\gamma) N_0 H_\perp^{(\gamma+2)/2} \left(\frac{\nu}{2C_1} \right)^{-(\gamma+4)/2}. \quad (3)$$

Здесь $H_\perp = H \sin \Theta$, где γ - угол между направлением магнитного поля и лучом зрения, $c_5(\gamma)$ и $c_6(\gamma)$ - функции, затабулированные в [6], C_1 - константа, приведенная там же.

Когда частоты настолько низки, что $\tau > 1$ (область непрозрачности), то из (1) имеем низкочастотную асимптотику интенсивности:

$$I(\nu_{\text{нч}}) \approx \frac{\varepsilon(\nu_{\text{нч}})}{\mu(\nu_{\text{нч}})} = b(\gamma) H_\perp^{-1/2} \left(\frac{\nu_{\text{нч}}}{2C_1} \right)^{5/2}. \quad (4)$$

Здесь $b(\gamma) = c_5(\gamma)/c_6(\gamma)$.

На высоких частотах, где $\tau < 1$ (область прозрачности), из (1) получаем высокочастотную асимптотику интенсивности:

$$I(\nu_{\text{вч}}) \approx \varepsilon(\nu_{\text{вч}}) L = c_5(\gamma) N_0 H_\perp^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\nu_{\text{вч}}}{2C_1} \right)^{(1-\gamma)/2} L = \nu^{-\alpha}, \quad (5)$$

где

$$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2}. \quad (6)$$

Если распределение интенсивности излучения по источнику является константой и его угловые размеры Ω настолько малы, что $\cos\theta \approx 1$ (линейный угловой размер источника $\theta = \sqrt{\Omega}$), то, измеряя плотность потока радиоисточника $S_{\text{нч}}$ на низкой частоте $\nu_{\text{нч}}$ (в области непрозрачности) и измеряя его угловой размер $\Omega_{\text{нч}}$ на той же частоте, из (4) получаем оценку индукции магнитного поля

$$B_{\perp} = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{\nu_{\text{нч}}}{2C_1}\right)^5 \Omega_{\text{нч}}^2}{S_{\text{нч}}^2}. \quad (7)$$

Следует отметить, что из наблюдений мы получаем магнитную индукцию B (в системе CGSM в Гауссах), а в теории обычно используют напряженность магнитного поля - H (в эрстедах). Эти величины связаны между собой: $B = \mu H$, где μ - магнитная проницаемость среды. Поскольку для межзвездного пространства $\mu \approx 1$, то количественно $H \approx B$ и в радиоастрономической литературе иногда не делают различия между этими величинами.

Измеряя плотность потока радиоисточника $S_{\text{вч}}$ и его угловой размер $\Omega_{\text{вч}}$ на высокой частоте $\nu_{\text{вч}}$ (в области прозрачности) и используя ранее полученную оценку $B_{\perp}$, из (5) получаем оценку параметра N_0 :

$$N_0 = \frac{1}{c_s(\gamma)} \frac{S_{\text{вч}}}{\Omega_{\text{вч}} B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\nu_{\text{вч}}}{C_1}\right)^{(1-\gamma)/2} L}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) позволяют получить оценки физических параметров источника из наблюдательных параметров. Неизвестный размер источника вдоль луча зрения L обычно принимают равным $L = D\sqrt{\Omega_{\text{нч}}}$, где D - расстояние до радиоисточника.

Необходимо подчеркнуть, что в данной методике оценки физических параметров нигде не используется требование равномерного распределения энергий. Ниже рассмотрим влияние различных факторов на оценки физических параметров.

3. *Влияние энергетического спектра релятивистских электронов.*
С учетом равенства $B_{\perp} \approx H_{\perp}$, запишем соотношение (5) следующим образом

$$I(\nu_{\text{вч}}) \approx c_s(\gamma) \left(\frac{\nu_{\text{вч}}}{2C_1}\right)^{(1-\gamma)/2} L N_0 H_{\perp}^{(\gamma+1)/2} = A_1 N_0 H_{\perp}^{(\gamma+1)/2}. \quad (9)$$

Здесь мы приняли, что параметры источника γ , L и частота высоко-

частотных наблюдений $\nu_{\text{вч}}$ фиксированы, тогда $A_1 = \text{const}$.

Плотность энергии магнитного поля равна $E_H = H^2/8\pi$, а плотность энергии частиц равна

$$E_e = \int_0^{\infty} EN(E) dE. \quad (10)$$

Отметим, что в общем случае энергии поля и частиц являются независимыми величинами. Если релятивистские электроны имеют степенной спектр $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$, в интервале энергий от E_1 до E_2 , то из (10) имеем

$$E_e = N_0 \int_{E_1}^{E_2} E^{1-\gamma} dE = aN_0. \quad (11)$$

Выбор пределов интегрирования в (11) на практике представляет отдельную проблему, на которой здесь мы не будем останавливаться. Для нас важно, что если такие пределы существуют, то энергию частиц можно записать как $E_e = aN_0$, где a - некоторая константа. Далее, примем $\gamma = 3$ и перепишем (9) в следующем виде

$$I(\nu_{\text{вч}}) = A_1 \frac{8\pi}{a} aN_0 \frac{H^2}{8\pi} = A_2 E_e E_H. \quad (12)$$

Из (12) следует, что при фиксированном значении интенсивности излучения радиоисточника, отклонения от равномерного распределения энергий в радиоисточнике не могут быть произвольными. Энергии поля и частиц становятся связанными между собой. Любое увеличение (уменьшение) плотности энергии частиц должно быть скомпенсировано точно таким же уменьшением (увеличением) плотности энергии поля. Таким образом, все радиоисточники при заданной интенсивности излучения должны иметь отклонения энергий поля и частиц от равномерно распределенных (экспериментальные точки на рис. 1) расположенными на перпендикуляре к биссектрисе прямого угла (на рис. 1b угол ψ должен быть равен 90°). При этом не важно, по какой причине энергии поля и частиц отклоняются от равномерно распределенных: являются ли они реальным отклонением энергий от равномерного распределения или вызваны погрешностями оценок энергий. Как видно из (9), в общем случае угол ψ равен

$$\psi = 45^\circ + \arctg \frac{\gamma+1}{4}. \quad (13)$$

Тем самым, угол ψ зависит от показателя энергетического спектра электронов γ , хотя следует отметить, что довольно сильное изменение γ (от 1 до 3) дает незначительное изменение угла ψ (от $71^\circ.6$ до 90°). Из наблюдений известно, что функция распределения радиоисточников по спектральным индексам является довольно узкой со средним спектральным индексом $\alpha \approx 0.9$ [7], что соответствует $\gamma \approx 2.8$, т.е. близко к 3 и реальные

изменения γ практически не дадут отклонений от перпендикуляра к заштрихованной биссектрисе (для $\gamma = 2.8$ угол $\psi = 88^\circ.5$).

Таким образом, направление, вдоль которого располагаются экспериментальные точки на плоскости $E_H - E_c$, определяется энергетическим спектром электронов.

4. *Влияние угловых размеров радиоисточников и погрешностей плотностей потока.* В (7) и (8) входят угловые размеры радиоисточника на низких и высоких частотах. Если радиоисточник представляет собой цилиндр или параллелепипед, ось которого направлена вдоль луча зрения (такая модель принята и в пионерской работе [1], и в [2], и в [3]), то в этих случаях видимые угловые размеры однородного источника совпадают с его истинными размерами и являются одинаковыми на всех частотах. Однако наблюдения показывают, что многие компактные радиоисточники в ядрах галактик имеют уплощенные спектры, что указывает на их неоднородную структуру. Видимые угловые размеры таких источников меняются с изменением частоты.

Как показали модельные расчеты [8] с уменьшением частоты линейные угловые размеры радиоисточников θ увеличиваются и на самых низких частотах (в области непрозрачности) достигают истинных угловых размеров источников. К сожалению, угловые размеры радиоисточников, как правило, измерены только на высоких частотах (в области прозрачности), где работают РСДБ системы. В метровом диапазоне волн (в области непрозрачности) РСДБ систем не существует, а методом межпланетных мерцаний можно измерить угловые размеры только небольшого числа самых сильных мерцающих радиоисточников. Не имея информации о $\Omega_{HЧ}$, мы вынуждены подставлять в (7) величину $\Omega_{ВЧ}$, что конечно нарушает саму методику оценки параметров.

Для количественной оценки искажений получаемых параметров источников удобно задавать перепад линейных угловых размеров коэффициентом k ($k = \theta_{HЧ} / \theta_{ВЧ}$). Тогда, подставляя $\Omega_{ВЧ}$ в (7) вместо $\Omega_{HЧ}$, мы занижаем оценку индукции магнитного поля $B_{\perp}$ в $(k)^4$ раз и, соответственно, плотности энергии поля в $(k)^8$ раз. Последующая подстановка заниженного значения $B_{\perp}$ в (8) приводит к завышению оценки N_0 и, соответственно, величины энергии частиц в $(k)^{2\gamma-2}$ раз. Экспериментальная точка на рис. 1 при этом сместится вверх (относительно заштрихованной биссектрисы) под углом ψ в соответствие с (12).

Конечно, если источник близок к однородному ($k \approx 1$), то эти искажения будут невелики, и мы будем получать мало искаженные оценки параметров радиоисточников. Однако из модельных расчетов [8] следует, что для сильно неоднородных моделей источников коэффициент k может составлять порядок величины и более. В этом случае отмеченное нарушение методики

приводит к очень большим ошибкам в оценках физических параметров. Например, если $k=10$, то экспериментальная точка на рис. 1а, б отклонится от биссектрисы прямого угла на одиннадцать порядков (!) и будет располагаться над биссектрисой. Таким образом, влияние неоднородности источника на оценку его физических параметров является очень сильным, и для получения правильных оценок необходимо знать угловые размеры радиоисточников на низких частотах (в области непрозрачности).

Отметим, что если не нарушать методику, то (как показано в [9]) мы будем получать оценки величин магнитной индукции и плотности релятивистских электронов, усредненных по объему неоднородного радиоисточника.

Как было отмечено выше, большинство компактных радиоисточников в АЯГ являются неоднородными, т.е. не соответствуют однородной модели источника синхротронного излучения. Поэтому в [9] была создана новая методика оценки физических параметров радиоисточников, основанная на неоднородной модели источника синхротронного излучения. Применение этой методики к исследованию горячих пятен в Лебеде А и GPS радиогалактик СТА 21 и OF+247 (объекты, у которых скорости движения не являются релятивистскими) показало, что отклонения от равномерного распределения действительно имеются, но они не превосходят порядка величины и к тому же в них энергия поля превышает энергию частиц [10,11]. Исходя из этого, можно заключить, что наблюдаемые на рис. 1а, б очень большие отклонения энергий от равномерного распределения, скорее всего, являются чисто методическими и связаны с нарушением методики [3] при исследовании неоднородных радиоисточников. Все вышесказанное относится и к оценкам физических параметров радиоисточников, полученным по методике [2].

Выражения (7) и (8) позволяют получать физические параметры радиоисточников из наблюдательных параметров, которые мы всегда измеряем с некоторыми погрешностями. Погрешности измерений угловых размеров и плотностей потоков радиоисточников естественно приводят к погрешностям в оценках параметров $B_{\perp}$ и N_0 . Однако обычно эти погрешности малы. Действительно, точность измерения плотностей потоков радиоисточников в метровом диапазоне составляет ~20% при хорошем отношении сигнал/шум (> 10), а на высоких частотах, например в дециметровом диапазоне, вообще несколько процентов. Погрешности измерений угловых размеров источников на высоких частотах составляют ~10% - 20% [12]. Частота, на которой мы проводим наблюдения, известна нам с точностью более одного процента. Столь малые ошибки наблюдений никак не могут изменить порядка величины оценок параметров $B_{\perp}$ и N_0 . Поэтому, наблюдаемые на рис. 1а, б большие отклонения энергий от

равнораспределения не могут быть вызваны погрешностями наблюдений, они определяются только неоднородностью радиоисточников.

5. *Влияние движения радиоисточника.* Соотношения (7) и (8) выражают значения физических параметров источника через наблюдаемые параметры для неподвижного источника. Но радиоизлучающее вещество, выброшенное из галактических ядер, находится в движении. Причем, наблюдения сверхсветовых разлетов компактных радиоисточников в ядрах некоторых галактик позволяют говорить об очень высоких скоростях движения радиоизлучающих объектов. Как показано в работе [13], сверхсветовые разлеты источников излучения представляют собой чисто геометрический эффект, который становится заметным, когда источник движется на наблюдателя почти вдоль луча зрения со скоростью близкой к скорости света. В таких, релятивистских радиоджетах эффект Доплера должен быть релятивистским.

Если источник излучения движется относительно наблюдателя, то в специальной теории относительности связь между частотой излучения в системе отсчета K' , где источник покоится и частотой излучения, принимаемого наблюдателем в системе отсчета K , дается хорошо известным соотношением

$$\nu = \nu' \cdot \delta, \quad (14)$$

где ν - частота излучения, принимаемого наблюдателем, ν' - частота излучения в системе K' , где источник неподвижен, δ - доплер-фактор

$$\delta = \frac{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{1/2}}{1 - \frac{V}{c} \cos \theta}. \quad (15)$$

Здесь c - скорость света, V - скорость движения источника относительно наблюдателя, θ - угол между направлением излучения (направление на наблюдателя) и вектором скорости движения источника в системе отсчета наблюдателя.

Интенсивности излучения в системе наблюдателя I и в системе отсчета, где источник покоится I' , связаны между собой [14]

$$I(\nu) = I'(\nu') \delta^3. \quad (16)$$

В формулах фигурирует отношение V/c , где V - скорость движения источника относительно наблюдателя. Однако в астрономии иногда удобно выделять разные составляющие этой скорости. Например, удобно выделить скорость движения родительской галактики с некоторой скоростью V' (ей соответствует доплер-фактор δ') и скорость движения радиоджета V (ей соответствует δ) как это сделано в работе [15]. Если скорость движения

родительской галактики определяется расширением Вселенной и направлена она строго от наблюдателя, то в этом случае $\theta = \pi$ и

$$\delta' = \sqrt{\frac{1 - \frac{V}{c}}{1 + \frac{V}{c}}} = \frac{1}{1+z}, \quad (17)$$

где z - красное смещение галактики.

Поскольку размер источника вдоль луча зрения L нам не известен, то обычно принимают его равным наблюдаемому линейному размеру радиоисточника в картинной плоскости, который определяют через фотометрическое расстояние D_Φ [16]

$$L = \frac{1}{(1+z)^2} \cdot \theta_{\text{ИЧ}} \cdot D_\Phi. \quad (18)$$

Разделяя δ и $(1+z)$ в соответствии с [17], соотношения (7) и (8) запишем в следующем виде

$$B_\perp = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{v_{\text{ИЧ}}}{2C_1}\right)^5 (\theta_{\text{ИЧ}})^4}{S_{\text{ИЧ}}^2} \frac{\delta}{1+z}, \quad (19)$$

$$N_0 = \frac{1}{c_s(\gamma)} \frac{S_{\text{ИЧ}}}{\theta_{\text{ИЧ}}^2 \theta_{\text{ИЧ}}^2 B_\perp^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{v_{\text{ИЧ}}}{2C_1}\right)^{1-\gamma}} \frac{(1+z)^{5+\alpha}}{\delta^{3+\alpha}}. \quad (20)$$

Выражения (19) и (20) позволяют получать оценки физических параметров радиоисточников с учетом их движения и неоднородности.

Обычно нам известно красное смещение родительской галактики, а информации о скорости движения радиоисточника и о характере его неоднородности мы не имеем. Поэтому в работе [4] эти факторы не учитывались. Это нарушение методики приводит к искажениям оценок физических параметров. Как видно из (19), не зная величины доплер-фактора, мы получаем оценку видимой магнитной индукции B^{obs} заниженную (если $\delta > 1$), по отношению к реальной в δ раз. Соответственно, оценка плотности магнитной энергии будет занижена в δ^2 раз: $E_H^{\text{obs}} = E_H^{\text{real}} / \delta^2$. Подставляя затем B^{obs} в (20), получим оценку N_0^{obs} завышенную по сравнению с истинным значением N_0 в δ^2 раз. Соответственно будет завышена и оценка плотности энергии релятивистских электронов, а экспериментальная точка на рис. 1 будет сдвинута вверх относительно биссектрисы прямого угла. Таким образом, не зная доплер-фактора радиоисточника, мы не можем получить корректных оценок его физических параметров в принципе. Но, если скорости движения радиоисточников невелики, так что их доплер-факторы близки к

единице, то, исключив влияние неоднородности, мы будем иметь оценки параметров близкие к истинным (см., например, [10,11]).

6. *Заключение.* Проведен анализ различных факторов, влияющих на оценки физических параметров радиоисточников в АЯГ, полученных по методике, основанной на однородной модели источника синхротронного излучения [3]. Показано, что форма зависимости $E_H - E_c$, обнаруженной в [4], определяется видом энергетического спектра релятивистских электронов. Поскольку средний показатель степени энергетического спектра частиц $\gamma \approx 2.8$, то отклонения энергий поля и частиц от равномерного распределения (для фиксированной интенсивности излучения) должны ложиться на прямую, близкую к перпендикуляр к заштрихованной биссектрисе ($\psi = 88^\circ.5$).

Оценки энергий поля и частиц, полученные для неоднородных радиоисточников, также должны быть смещены (относительно истинных значений) вдоль этой прямой. Подчеркнем, что неправильные оценки параметров, полученные для неоднородных радиоисточников (по методике [3]), были следствием нарушения методики, а не некорректностью самой методики. Такие нарушения были вынужденными, так как РСДБ систем, работающих в метровом диапазоне волн, не существует до сих пор, и измерить низкочастотные (в области непрозрачности) угловые размеры компактных радиоисточников в АЯГ невозможно. Это же относится и к методике [2], так как угловые размеры радиоисточников на частоте максимума спектра обязательно больше, чем на высоких частотах (в области прозрачности). Кроме того, не зная доплер-фактора радиоисточника, мы также не можем получить корректной оценки его параметров. На сегодняшний день измерены доплер-факторы только у нескольких десятков радиоисточников, скорости движения которых направлены почти точно на наблюдателя и поэтому у них $\delta > 1$. В то же время подавляющее большинство радиоисточников должны иметь $\delta < 1$, но не известно, как можно измерить такие доплер-факторы.

Таким образом, практически все оценки физических параметров радиоисточников, полученные до сих пор, строго говоря, являются неправильными, поскольку все они получены с тем или другим нарушением методик оценки параметров. Не зная угловых размеров радиоисточников на низких частотах (в области непрозрачности) и их доплер-факторов, получить корректные оценки физических параметров радиоисточников невозможно.

DIFFICULTIES IN THE ESTIMATION OF PHYSICAL PARAMETERS OF COMPACT RADIO SOURCES IN AGNs

V.S.ARTYUKH

An analysis has been carried out of the different factors which influence the estimation of physical parameters of compact radio sources in active galactic nuclei (AGNs), where these estimates have generally been made using a method based on a uniform model of the synchrotron source. It is shown that the form of dependence of the relativistic electron energy density on the magnetic field energy density ($E_e - E_H$) in radio sources depends on the shape of the electron energy spectrum. It is shown that the very large deviations of magnetic field and particle energies from equipartition that have been reported, are mainly caused by the invalid assumption of uniformity of the radio sources. To obtain the correct estimations of physical parameters of non-uniform radio sources it is necessary to know their angular size at low frequencies (in the opaque region) and their Doppler factors.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. V.I.Slish, Nature, 199, 682, 1963.
2. A.P.Marscher, Astrophys. J., 264, 296, 1983.
3. В.С.Артюх, Труды Физ. ин-та им. П.Н.Лебедева, 189, 223, 1988.
4. S.A.Tyul'bashev, Astron. Astrophys. Trans., 26, 663, 2007.
5. D.W.Murphy, I.W.A.Browne, R.A.Perley, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 264, 298, 1993.
6. А.Пахольчик, Радиоастрофизика, М., Мир, 1973.
7. M.McGillchrist, J.E.Baldwin, J.M.Riley et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 246, 110 1990.
8. В.С.Артюх, П.А.Черников, Астрон. ж., 78, 1, 2001.
9. В.С.Артюх, П.А.Черников, Астрон. ж., 83, 224, 2006.
10. В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников, Астрон. ж., 89, 754, 2012.
11. В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников, Астрон. ж., 90, 466, 2013.
12. A.L.Fey, S.R.Spangler, R.L.Mutel, Astrophys. J., 337, 730, 1989.
13. M.J.Rees, Nature, 211, 468, 1966.
14. G.Rybicki, A.Lightman, Radiative Processes in Astrophysics. New York: Wiley, p.147, 1979.

15. *K.R.Lind, R.D.Blandford*, *Astrophys. J.*, **295**, 358, 1985.
16. *К.Ленг*, *Астрофизические формулы*, часть 2, с.319, М., Мир, 1978.
17. *J.Terrell*, *Phys. Rev.*, **116**, 1041, 1960.
18. *С.А.Тюльбашев*, докторская диссертация ФИАН, 2015.
19. *R.B.Phillips, R.L.Mutel*, *Astron. Astrophys.*, **106**, 21, 1982.