

УДК 524.7-77

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ДОПЛЕР-ФАКТОРОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ РАДИОДЖЕТОВ

© 2019 г. В. С. Артюх*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22.05.2018 г.; принята в печать 19.10.2018 г.

На основании определения релятивистского электрона, связанного с его энергией покоя, получено выражение для интенсивности синхротронного излучения радиоисточника (в области прозрачности) через плотности энергий магнитного поля и частиц. Получено соотношение между плотностями энергии частиц E_e и магнитного поля E_H для физической системы, состоящей из магнитного поля и релятивистских электронов, в состоянии с минимальной энергией. Разработана методика оценки доплер-факторов релятивистских радиоджетов. В предлагаемой методике не требуется, чтобы все радиоисточники имели одинаковые энергии излучения (одинаковые яркостные температуры), достаточно равенства энергий магнитного поля и релятивистских частиц в исследуемом радиоисточнике. Данная методика дает оценку доплер-факторов с хорошей точностью, даже когда в радиоисточнике существует небольшое отклонение от равномерного распределения энергий, и потому она применима ко многим радиоисточникам. Получена оценка доплер-фактора радиоисточника СТА 21.

DOI: 10.1134/S0004629919030010

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения компактных радиоисточников, расположенных в активных ядрах галактик (АЯГ), позволяют получать оценки физических параметров этих радиоисточников и тем самым получать информацию о физических условиях в АЯГ. В работе [1] рассмотрены трудности, с которыми мы сталкиваемся при оценке физических параметров радиоисточников, и одна из этих трудностей состоит в учете движения источника относительно наблюдателя.

Видимые сверхсветовые разлеты компактных радиоисточников в ядрах некоторых галактик указывают на существование очень высоких скоростей движения радиоизлучающих объектов (радиоджетов). Как показано в работе [2], видимые 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, т.е. такие радиоджеты являются релятивистскими.

Для учета движения источника необходимо знать его доплер-фактор. Существует два метода оценки доплер-факторов радиоисточников. Первый метод [3] основан на сравнении наблюдаемой

интенсивности рентгеновского излучения источника с интенсивностью, вычисленной на основе радиоастрономических наблюдений этого источника. При этом предполагается, что рентгеновское излучение источника полностью обусловлено обратным комптоновским рассеянием релятивистских электронов на радиофотонах, созданных этими же электронами при синхротронном излучении. Авторы работы отмечают, что предложенный метод дает только нижнюю оценку доплер-фактора. В литературе такой доплер-фактор обозначают δ_{ssc} (synchrotron self-Compton Doppler factor).

Второй метод [4] основан на предположении, что во всех радиоисточниках существует равномерное распределение энергий магнитного поля и частиц и все радиоисточники имеют одинаковую яркостную температуру. Автор [4] указывает на существование максимума в распределении радиоисточников по яркостным температурам в районе 10^{11} К, а не 10^{12} К, как этого следует ожидать из “комптоновской катастрофы” [5] (такой же результат получен в [6]). Основываясь на этом, автор [4] предполагает, что все радиоисточники имеют одинаковую яркостную температуру $T_{\text{eq}} \approx 10^{11}$ К и любое отклонение видимой яркостной температуры от T_{eq} вызвано движением источника относительно наблюдателя. Отношение яркостной температуры T_{VLBI} , полученной из наблюдений радиоисточников с помощью интерферометров со сверхдлинными базами, к T_{eq} дает доплер-фактор радиоисточника δ_{eq} . Эта

*E-mail: art@prao.ru

же методика используется в работе [7], но яркостную температуру источника авторы предлагают получать не из интерферометрических наблюдений, как в [4], а из наблюдений переменности радиоизлучения источника T_{var} . Такой доплер-фактор обозначают как δ_{var} .

Отметим одну особенность полученных оценок доплер-факторов. В работе [3] авторы исследовали 105 радиоисточников и у 38 из них обнаружили $\delta_{\text{ssc}} < 1$. Однако, поскольку данная методика дает только нижние значения доплер-факторов, то неизвестно, сколько радиоисточников действительно имеют $\delta_{\text{ssc}} < 1$. В работе [7], авторы которой считают, что их методика является самой точной, были измерены доплер-факторы 81 радиоисточника, и только 2 из них (0316+413 и 0430+052) имеют $\delta_{\text{var}} < 1$. Но нижние оценки доплер-факторов δ_{ssc} , полученные для этих же источников в [3], равны соответственно 1.2 и 4.1, т.е. нельзя достоверно сказать, что имеются два радиоисточника с $\delta < 1$. Более того, все доплер-факторы δ_{var} , измеренные у 62 блазаров, также больше единицы [8]. Таким образом, надежно измеренных доплер-факторов меньше единицы не существует.

С другой стороны, в релятивистском случае доплер-факторы больше единицы можно наблюдать только у тех источников излучения, скорости которых направлены на наблюдателя внутри очень узкого конуса углов $-\varphi_0 < \varphi < \varphi_0$ [9], где

$$\varphi_0 = \arccos \left(\frac{c}{V} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}} \right) \right). \quad (1)$$

Здесь φ — угол между скоростью движения наблюдателя и направлением на радиоисточник, V — скорость источника, а c — скорость света. Естественно предположить, что джеты в разных галактических ядрах могут быть выброшены в разных направлениях с одинаковой вероятностью. Тогда при $V/c = 0.5$ более 96% радиоджетов должны иметь доплер-факторы меньше единицы. Тем самым на 10^2 радиоджетов с доплер-факторами больше единицы мы должны видеть более 10^4 объектов с доплер-факторами меньше единицы. Конечно, из-за доплеровского уярчения при $\delta < 1$ эти объекты будут ослаблены и часть из них мы не увидим, но тем не менее следует ожидать, что большая часть радиоисточников должна иметь $\delta < 1$, хотя из наблюдений надежно не обнаружено ни одного. Таким образом, существуют разногласия между результатами оценок доплер-факторов, полученными из наблюдений и ожидаемыми, а также в оценках доплер-факторов, полученных разными методами.

В настоящей работе разработана новая методика оценки доплер-факторов радиоисточников в

АЯГ на основе радиоастрономических наблюдений.

2. ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Плотность энергии магнитного поля равна:

$$E_H = \frac{HB}{8\pi}. \quad (2)$$

Здесь H — напряженность магнитного поля, B — магнитная индукция. Поскольку для межзвездной среды магнитная проницаемость $\mu \approx 1$, то в радиоастрономической литературе часто пишут

$$E_H = \frac{H^2}{8\pi} = \frac{B^2}{8\pi}. \quad (3)$$

Подчеркнем, что плотность энергии магнитного поля не зависит от частиц.

По определению плотность энергии газа равна:

$$E_p = \int_0^\infty EN(E)dE. \quad (4)$$

Здесь E — энергия одной частицы, и $N(E)$ — функция распределения частиц по энергиям. В дальнейшем нас будет интересовать релятивистская электрон-позитронная плазма, которая в радиоисточниках создает синхротронное излучение, и для нас представляет интерес именно энергия релятивистских частиц. Наблюдаемые спектры излучения радиоисточников носят степенной характер со средним спектральным индексом $\alpha \approx 0.9$ [10]. Если излучение является синхротронным, то энергетические спектры релятивистских электронов в этих источниках также должны быть степенными, $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ [11] со средним спектральным индексом $\gamma = 2\alpha + 1 = 2.8$. Но, как видно из (4), если спектр электронов $N(E)$ является степенным в пределах от 0 до ∞ , то интеграл (4) расходится. Поскольку реальные радиоисточники не могут иметь бесконечно большую энергию, реальный спектр частиц может быть степенным только в конечном интервале энергий от E_1 до E_2 :

$$E_e = N_0 \int_{E_1}^{E_2} E^{1-\gamma} dE. \quad (5)$$

Выбор пределов интегрирования в (5) представляет собой трудную задачу. Естественно, что в качестве E_1 следует принять энергию частиц, начиная с которой они становятся релятивистскими. Отметим, что при малых скоростях электроны в магнитном поле создают циклотронное излучение, а при переходе к релятивистским скоростям их излучение переходит в синхротронное. Два крайних случая

надежно отличаются друг от друга. Однако с увеличением скорости частицы ее энергия увеличивается плавно, нет каких-либо скачков, которые можно было принять в качестве границы перехода от нерелятивистских энергий к релятивистским, поэтому эта граница является весьма размытой.

Столь же неопределенным является и выбор верхнего предела интегрирования E_2 . Определенно можно сказать только, что энергия реальной физической системы не может быть бесконечно большой. Таким образом, существует значительная неопределенность в выборе пределов интегрирования в (5), и для более четкого определения этих пределов придется привлекать дополнительные соображения.

В работе [12] было предложено связать пределы интегрирования в (5) с диапазоном излучения источника. При этом предполагается, что вся энергия электрона излучается на частоте максимума спектра, т.е. спектр излучения электрона является дельта-функцией. Частота максимума спектра релятивистского электрона определяется энергией частицы и магнитным полем [13]:

$$\nu_{\max} = 0.29 \frac{3e}{4\pi m^3 c^5} H_{\perp} E^2. \quad (6)$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона, $H_{\perp}$ — компонент напряженности магнитного поля, перпендикулярная к скорости электрона, E — энергия электрона. При таком подходе плотность энергии релятивистских частиц является функцией магнитного поля [12]

$$E_e = A H^{-\frac{3}{2}}, \quad (7)$$

где A — константа, определяемая параметрами радиоисточника и граничными частотами радиоизлучения. Когда система, состоящая из магнитного поля и релятивистской электрон-позитронной плазмы, достигает состояния с минимальной энергией, плотности энергий поля и частиц связаны между собой простым соотношением [12]

$$E_e = \frac{4}{3} E_H. \quad (8)$$

В этом случае говорят о существовании равномерного распределения энергий поля и частиц в данном радиоисточнике.

Отметим некоторые трудности такого подхода. Во-первых, выбор граничных частот радиоизлучения является субъективным, и каждый автор делает это по-своему [14–16], да и спектр излучения электрона совсем не похож на дельта-функцию. Кроме того, при таком подходе само определение релятивистской частицы зависит от магнитного поля. Это вызывает некоторые трудности в работе. В разных радиоисточниках могут быть разные магнитные поля, следовательно, в каждом

радиоисточнике должно существовать свое определение релятивистской частицы. Если магнитное поле в источнике неоднородно, то вообще определение релятивистской частицы в неоднородном источнике должно быть в каждой точке свое. Более того, физическая система, в которой магнитного поля нет, не может иметь релятивистских частиц вовсе, поскольку их энергия в таких объектах должна быть бесконечно большой. Все это явно противоречит здравому смыслу. Наконец, для сравнения энергий поля и частиц необходимо иметь возможность получать независимые оценки этих величин. Поэтому более корректно использовать определение релятивистской энергии частицы, не связанное с магнитным полем.

На наш взгляд, вместо общепринятого в радиоастрономии подхода, предложенного в [12], лучше использовать подход, который является общепринятым в физике. В физике понятие релятивистской частицы связывают с ее энергией покоя $m_0 c^2$. Если кинетическая энергия частицы превышает энергию покоя ($E_k > m_0 c^2$), такую частицу считают релятивистской. Кинетическая энергия электрона равна энергии покоя при скорости электрона $V \approx 0.87c$, т.е. действительно близко к скорости света. При этом полная энергия электрона $E = 2m_0 c^2 \approx 1.6 \times 10^{-6}$ эрг. Здесь и везде в дальнейшем мы будем использовать единицы измерения в системе СГСМ (CGSM). Именно эту энергию естественно принять в качестве нижнего предела интегрирования E_1 в (5), и она будет одинаковой во всех физических системах, независимо от того, есть в них магнитное поле или нет, и независимо от того, какие границы радиоизлучения выбирает тот или иной наблюдатель.

Выбор верхнего предела E_2 также представляет собой трудную задачу. Правда, для тех радиоисточников, в которых показатели степени энергетических спектров электронов превосходят 2 (таких радиоисточников подавляющее большинство), в качестве верхнего предела E_2 в (5) можно принять ∞ , поскольку при этом интеграл (5) не расходится. Следовательно, при $\gamma > 2$

$$E_e = \int_{E_1}^{\infty} N_0 E^{1-\gamma} dE = \frac{(2m_0 c^2)^{2-\gamma}}{\gamma - 2} N_0 \approx \quad (9)$$

$$\approx \frac{(1.6 \times 10^{-6})^{2-\gamma}}{\gamma - 2} N_0 = a N_0.$$

Здесь a является константой, зависящей только от γ и не зависящей от магнитного поля. Таким образом, вместо (7) мы получаем выражение для плотности энергии релятивистских частиц, не зависящее от магнитного поля.

3. СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ЭНЕРГИЯМИ ПОЛЯ И ЧАСТИЦ

Как было отмечено выше, энергии поля и частиц являются независимыми величинами. Однако, если система из релятивистских электронов и магнитного поля создает синхротронное излучение интенсивности $I(\nu)$, то чтобы получить именно эту интенсивность, необходимо иметь определенное соотношение между энергиями в данном радиоисточнике. Это соотношение получаем из следующих соображений. Если источник излучения является однородным, то решение уравнения переноса излучения на высоких частотах, где источник прозрачен (оптическая толща $\tau < 1$), имеет вид [11]:

$$I(\nu_{\text{ВЧ}}) \approx \varepsilon L = c_5(\gamma) \left(\frac{\nu_{\text{ВЧ}}}{2C_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{2}} N_0 H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} L. \quad (10)$$

Здесь ε — коэффициент излучения, L — линейный размер радиоисточника вдоль луча зрения, ν — высокая частота, на которой измеряется интенсивность излучения радиоисточника (в области прозрачности), $c_5(\gamma)$ и C_1 — функция γ и константа, приведенные в [11].

С учетом (3) и (9) соотношение (10) можно записать в виде

$$I(\nu_{\text{ВЧ}}) = c_5(\gamma) \left(\frac{\nu_{\text{ВЧ}}}{2C_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{2}} L \times \times \frac{(8\pi)^{\frac{\gamma+1}{4}} E_e E_H^{\frac{\gamma+1}{4}}}{a}. \quad (10a)$$

Выражение (10a) дает связь между плотностями энергий магнитного поля и частиц в источнике синхротронного излучения. Из (10a) следует, что если система, состоящая из поля и частиц, имеет минимальную энергию, то

$$E_e = \frac{4}{\gamma + 1} E_H. \quad (11)$$

Это отличается от соотношения энергий (8), полученного в [12], но если учесть, что в радиоисточниках типичное $\gamma \approx 3$, то действительно можно говорить о существовании равнораспределения энергий, когда энергия системы (поле + частицы) минимальна.

Для случая равновеликих энергий ($E_e = E_H = \varepsilon$) запишем (10a) следующим образом

$$I(\nu_{\text{ВЧ}}) = c_5(\gamma) \left(\frac{\nu_{\text{ВЧ}}}{2C_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{2}} L \frac{(8\pi)^{\frac{\gamma+1}{4}} \varepsilon^{\frac{\gamma+5}{4}}}{a}. \quad (12)$$

Как видно из (10a) и (12) при фиксированной интенсивности излучения источника, отклонения от равновеликой энергии ε в нем не могут быть произвольными. Если плотность энергии частиц

превышает равновеликую в β раз, то энергия поля в этом источнике должна быть меньше ε в $\beta^{\frac{4}{\gamma+1}}$ раз.

По определению плотность потока источника в фиксированный момент времени равна

$$S(\nu) = \int_{\Omega} I(\nu, \theta, \varphi) \cos \theta d\Omega. \quad (13)$$

Здесь Ω — телесный угол источника. Если угловые размеры источника настолько малы, что $\cos \theta \approx 1$ (все радиоисточники в АЯГ удовлетворяют этому требованию), то

$$S \approx I\Omega, \quad (14)$$

где I — средняя интенсивность по источнику. Из наблюдений мы получаем плотность потока радиоисточника S и его угловой размер Ω . Обычно в качестве углового размера наблюдатели приводят диаметр источника по половинной мощности. В этом случае $S \approx I_{\text{max}} \times \Omega_{\frac{1}{2}}$. Таким образом, для максимальной интенсивности выражение (10a) примет вид

$$\frac{S(\nu_{\text{ВЧ}})}{\Omega(\nu_{\text{ВЧ}})} = c_5(\gamma) \left(\frac{\nu_{\text{ВЧ}}}{2C_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{2}} L \times \times \frac{(8\pi)^{\frac{\gamma+1}{4}} E_e E_H^{\frac{\gamma+1}{4}}}{a}, \quad (15)$$

где $\Omega(\nu_{\text{ВЧ}})$ — размер радиоисточника по половинной мощности.

Отметим, что с изменением частоты меняется не только плотность потока радиоисточника, но и его видимый угловой размер. Это относится как к неоднородным источникам, так и к однородным. Исключение составляет однородный радиоисточник цилиндрической формы (или параллелепипед), ось которого направлена вдоль луча зрения. Только в этом случае видимый размер радиоисточника не зависит от частоты.

Соотношение (15) справедливо для неподвижного источника. Но если источник движется, то наблюдатель получает искаженные параметры источника излучения и эти искажения необходимо учесть. Как было отмечено во Введении, некоторые радиоисточники в АЯГ представляют собой релятивистские радиоджеты, поэтому для описания их излучения нужно привлекать релятивистскую механику. Из специальной теории относительности [17, 18, 19] имеем $\nu' = \frac{\nu}{\delta}$ — эффект Доплера,

$\Omega' = \Omega\delta^2$ — эффект абберации, $I'(\nu') = \frac{I(\nu)}{\delta^3}$ — доплеровское уярчение источника. Здесь $\delta = \frac{(1 - \frac{V^2}{c^2})^{\frac{1}{2}}}{1 - \frac{V}{c} \cos \varphi}$ — доплер-фактор источника, где

V — скорость движения радиоисточника относительно наблюдателя, φ — угол между скоростью источника и лучом зрения в системе отсчета, связанной с наблюдателем. Величины со штрихами относятся к системе отсчета K' , где радиоисточник покоится, а без штрихов — к системе K , связанной с наблюдателем. Влияние релятивистской абберации на результаты радиоастрономических наблюдений рассмотрено в [20].

Отметим, что в литературе иногда разделяют движение радиоисточника относительно наблюдателя на движение родительской галактики относительно наблюдателя и движение радиоисточника относительно родительской галактики. Первое характеризуют доплер-фактором $\frac{1}{1+z}$, а второе — доплер-фактором δ' , так что доплер-фактор радиоисточника относительно наблюдателя равен $\delta = \frac{\delta'}{1+z}$ [21, 22].

4. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ДОПЛЕР-ФАКТОРА РАДИОИСТОЧНИКА

Как показано в [1, 23], оценки физических параметров радиоисточника можно получить, используя две асимптоты решения уравнения переноса излучения. Оценку напряженности магнитного поля в однородном радиоисточнике мы получаем из низкочастотных (в области непрозрачности) измерений плотности потока источника и его угловых размеров

$$H'_{\perp} = B'_{\perp} = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{\nu_{\text{НЧ}}}{2C_1}\right)^5 (\Omega_{\text{НЧ}})^2}{S_{\text{НЧ}}} \delta. \quad (16)$$

Необходимо отметить, что угловые размеры компактных радиоисточников в АЯГ измеряют только на высоких частотах (область прозрачности), т.к. все интерферометры со сверхдлинными базами работают на высоких частотах (сантиметровый и дециметровый диапазон волн). Тем самым из наблюдений мы получаем только $\Omega_{\text{ВЧ}}$ радиоисточников. В то же время, как было отмечено выше, угловые размеры неоднородных радиоисточников меняются с частотой. Низкочастотные завалы спектров источников, вызванные самопоглощением синхротронного излучения, обычно приходятся на метровый диапазон волн (область непрозрачности), где в настоящее время не существует РСДБ систем и измерить низкочастотный угловой размер радиоисточника невозможно. Поэтому $\Omega_{\text{НЧ}}$ мы получаем по специальной методике [15], и таким образом учитываем изменения видимых угловых размеров радиоисточников с частотой.

Из высокочастотных наблюдений, где источник прозрачен, измеряя плотность потока и угловой размер радиоисточника на высоких частотах и используя полученную оценку $H'_{\perp}$, получаем оценку параметра N_0 [20]

$$N_0 = \frac{1}{c_5(\gamma)} \frac{S_{\text{ВЧ}}}{\Omega_{\text{ВЧ}} B_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \left(\frac{\nu_{\text{ВЧ}}}{2C_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}}} \frac{1}{L} \delta^{\frac{\gamma+5}{2}}. \quad (17)$$

Линейный размер излучающей области вдоль луча зрения L обычно принимают равным среднегеометрическому значению линейного размера источника в картинной плоскости. На практике при оценке линейного размера излучающей области удобно пользоваться “космологическим калькулятором” из <http://ned.ipac.caltech.edu/>, где приводится величина L_0 в килопарсеках на секунду дуги для заданного красного смещения родительской галактики z и принятой модели мира, так что $L = L_0 \theta''_{\text{НЧ}}$ (угловой размер радиоисточника выражен в секундах дуги). Здесь $\theta_{\text{НЧ}} = \sqrt{\Omega_{\text{НЧ}}}$ — среднегеометрический угловой размер радиоисточника на низких частотах, в области непрозрачности (полный размер источника [15]). Этот угловой размер учитывает только движение родительской галактики. С учетом абберации [20], имеем

$$L = L_0 \theta''_{\text{НЧ}} \delta' = L_0 \theta''_{\text{НЧ}} (1+z) \delta.$$

Соответственно выражение (17) принимает вид:

$$N_0 = \frac{1}{c_5(\gamma)} \times \frac{S_{\text{ВЧ}}}{\Omega_{\text{ВЧ}} B_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \left(\frac{\nu_{\text{ВЧ}}}{2C_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}}} \frac{1}{L_0 \theta_{\text{НЧ}} (1+z) \delta^{\frac{\gamma+7}{2}}}. \quad (18)$$

В случае равенства плотностей энергий поля и частиц имеем $E'_H = \epsilon' = \frac{H_{\text{eq}}^2}{8\pi}$. Если истинная напряженность магнитного поля в радиоисточнике превышает H_{eq} в k раз, то истинная энергия поля равна $E'_H = k^2 \epsilon$. Не зная δ , мы принимаем $\delta = 1$ и получаем из (16) заниженную, если $\delta > 1$, или завышенную, если $\delta < 1$, оценку истинной напряженности магнитного поля H

$$H = \frac{H'}{\delta} = \frac{k H_{\text{eq}}}{\delta}. \quad (19)$$

Отсюда оценка плотности энергии поля, получаемая из наблюдений, равна

$$E_H = \frac{k^2}{\delta^2} \epsilon'. \quad (20)$$

Аналогичные рассуждения проводим для энергии частиц. Если энергия поля превышает равновеликую в k^2 раз, то для сохранения наблюдаемой

интенсивности излучения радиоисточника согласно (10а) энергию частиц ε' необходимо уменьшить в $k^{\frac{\gamma+1}{2}}$ раз. Не зная δ , мы получаем из наблюдений (18) завышенную, если $\delta > 1$, или заниженную, если $\delta < 1$, оценку N_0 в $(1+z)\delta^{\frac{\gamma+7}{2}}$ раз. Но, когда мы подставляем в (18) H вместо H' , то получаем оценку N_0 , завышенную (заниженную) в $(1+z)\delta^{4+\gamma}$ раз. Следовательно, оценка плотности энергии частиц, получаемая из наблюдений, равна

$$E_e = \frac{(1+z)\delta^{4+\gamma}}{k^{\frac{\gamma+1}{2}}} \varepsilon'. \quad (21)$$

Таким образом, из радиоастрономических наблюдений мы получаем два уравнения (20) и (21) для трех неизвестных δ, k и ε' . Такая система уравнений является неопределенной, т.е. имеет бесконечное количество решений. Однако, если у нас имеется априорная информация о каком-либо из параметров (δ, k и ε'), то мы получаем систему из двух уравнений для двух неизвестных. Рассмотрим все три такие возможности.

1. Если истинная величина энерговыделения радиоисточника ε' известна из теории, как это получено, например, для сверхновых типа Ia, то решение системы уравнений (20) и (21) имеет вид:

$$\delta = (E_H)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma+7)}} \left(\frac{E_e}{1+z} \right)^{\frac{2}{\gamma+7}} \varepsilon'^{-\frac{\gamma+5}{2(\gamma+7)}}, \quad (22)$$

$$k = E_H \left(\frac{E_e}{1+z} \right)^{\frac{2}{\gamma+7}} \varepsilon'^{-\frac{\gamma+6}{\gamma+7}}. \quad (23)$$

Тем самым из радиоастрономических наблюдений мы получаем и доплер-фактор радиоисточника, и степень отклонения энергий от равнораспределения. К сожалению, такой теории в настоящее время нет.

2. Если имеется априорная информация о том, что радиоисточник не является релятивистским (т.е. $\delta \approx 1$), то решение системы уравнений имеет вид:

$$k = \left(\frac{(1+z)E_H}{E_e} \right)^{\frac{2}{\gamma+5}}, \quad (24)$$

$$\varepsilon' = E_H^{\frac{\gamma+1}{\gamma+5}} \left(\frac{E_e}{1+z} \right)^{\frac{1}{\gamma+5}}. \quad (25)$$

Следовательно, если радиоисточник является медленным (нерелятивистским), из радиоастрономических наблюдений можно определить, существует или нет равнораспределение энергий в данном источнике.

3. Если в радиоисточнике существует равенство энергий ($k = 1$), то система уравнений имеет следующее решение:

$$\delta = \left(\frac{E_e}{(1+z)E_H} \right)^{\frac{1}{\gamma+6}}, \quad (26)$$

$$\varepsilon' = E_H^{\frac{\gamma+4}{\gamma+6}} \left(\frac{E_e}{1+z} \right)^{\frac{2}{\gamma+6}}. \quad (27)$$

Поскольку типичное $\gamma \approx 3$, то, как видно из (26), точность оценки доплер-фактора слабо зависит от погрешностей измерений E_H и E_e .

Отклонение от равнораспределения энергий в радиоисточнике можно рассматривать как источник дополнительных погрешностей в оценках E_H и E_e . Например, если отклонение от равнораспределения энергий в радиоисточнике приводит к отклонению отношения энергий E_e/E_H в (26) на порядок величины, мы получаем оценку доплер-фактора с погрешностью $\sim 29\%$. Следовательно, данная методика будет давать вполне хорошие оценки δ даже для тех радиоисточников, в которых имеется небольшое отклонение от равнораспределения энергий. Отметим также, что в данной методике не требуется считать, что все радиоисточники имеют одинаковые яркостные температуры (соответственно одинаковые ε'), как это принято в [4], достаточно существования равенства энергий в данном радиоисточнике.

5. ОЦЕНКА ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РАДИОИСТОЧНИКА СТА 21

Для иллюстрации работы предлагаемой методики оценим физические параметры радиоисточника СТА 21. Красное смещение родительской галактики $z = 0.907$ [24]. Спектр радиоисточника приведен в [25]. На высоких частотах (в области прозрачности) спектральный индекс $\alpha = 1.1$, соответственно $\gamma = 3.2$. На частоте $\nu_{\text{ВЧ}} = 5$ ГГц плотность потока $S_{\text{ВЧ}} = 3$ Ян и видимый угловой размер радиоисточника $\theta_{\text{ВЧ}} = 0.0035''$ [26]. В [15] проведен учет неоднородности этого радиоисточника и получено, что его размер в области непрозрачности (истинный угловой размер) $\theta_{\text{НЧ}} = 0.046''$, а индукция магнитного поля $B \approx 4 \times 10^{-4}$ Гс. В [27] получена оценка средней магнитной индукции по объему источника $\langle B \rangle \approx 10^{-3}$ Гс, т.е. эти величины весьма близки. Принимая $B = 10^{-3}$ Гс, получаем плотность энергии магнитного поля $E_H = 4 \times 10^{-8}$ эрг/см³.

Коэффициент a из (9) равен 7.6×10^6 . Величину N_0 получаем из (17) $N_0 = 1.3 \times 10^{-9}$. Соответственно плотность энергии релятивистских электронов, получаемая из наблюдений, равна $E_e \approx 10^{-2}$ эрг/см³. Необходимо подчеркнуть, что эти

плотности энергий представляют собой величины, усредненные по объему радиоисточника [14]. Таким образом, если бы СТА 21 был неподвижен ($\delta = 1$), то отношение энергий было бы равно $E_H/E_e = 4 \times 10^{-6}$. На наш взгляд, столь большое отклонение энергий от равномерного распределения кажется маловероятным.

Предполагая, что в СТА 21 существует приблизительное равномерное распределение энергий ($k \approx 1$), получаем $\delta = 3.9$ и соответственно $\langle B \rangle \approx 4 \times 10^{-3}$ Гс. Доплер-фактор радиоисточника относительно родительской галактики равен $\delta' = 7.4$. Измерения доплер-факторов нескольких десятков радиоисточников, выполненные в [4, 6, 7], показали, что типичное значение $\delta \sim 10$. Следовательно, полученная нами оценка доплер-фактора СТА 21 близка к типичной. Отметим, что СТА 21 является довольно удаленным радиоисточником ($z = 0.9$), однако это сравнительно яркий объект, что связано с доплеровским уярчением радиоисточника.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя определение релятивистского электрона, связанное с энергией покоя частицы, интенсивность синхротронного излучения радиоисточника (в области прозрачности) можно выразить через плотности энергий магнитного поля и частиц (10а). Уравнение (10а) дает связь между энергиями поля и частиц, которая была получена из наблюдений в [28].

Показано, что когда физическая система, состоящая из магнитного поля и релятивистских электронов, достигает минимальной энергии, соотношение между плотностями энергии частиц E_e и магнитного поля E_H имеет вид (11):

$$E_e = \frac{4}{\gamma + 1} E_H.$$

Величины плотностей энергий поля и частиц, полученные после учета неоднородности радиоисточника (согласно [15]), зависят как от истинного отклонения энергий от равномерного распределения (параметр k), так и от движения источника (параметр δ). Выражения для E_H и E_e (20) и (21) составляют систему двух уравнений для трех неизвестных ε' , k и δ . Рассмотрены три варианта решений этой системы: 1) когда из теории известна величина ε' , 2) случай, когда источник не является релятивистским ($\delta \approx 1$) и 3) когда в релятивистском радиоисточнике существует равномерное распределение энергий ($k \approx 1$). Последнее решение представляет наибольший интерес, поскольку оно дает возможность получать

оценки доплер-факторов компактных радиоисточников в АЯГ, скорости которых близки к скорости света (релятивистских радиоджетов) (26):

$$\delta = \left(\frac{E_e}{(1+z)E_H} \right)^{\frac{1}{\gamma+6}}.$$

Причем данная методика дает оценки δ с хорошей точностью, даже когда в радиоисточнике существует небольшое отклонение от равномерного распределения энергий (до порядка величины). В предлагаемой методике не требуется, чтобы все радиоисточники имели одинаковые яркостные температуры (как требуется в [4]), каждый радиоисточник может иметь свою температуру, достаточно существования приблизительного равенства энергий в исследуемом радиоисточнике. Тем самым, данная методика применима ко многим радиоисточникам в АЯГ. С помощью данной методики получена оценка доплер-фактора радиоисточника СТА 21 ($\delta \approx 4$).

Приношу свою благодарность за полезные замечания И.Д. Новикову, С.В. Репину и С.А. Тюльбашеву.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. С. Артюх, *Астрофизика* **59**, 583 (2016).
2. M. J. Rees, *Nature* **211**, 468 (1966).
3. G. Ghisellini, P. Padovani, A. Celotti, and L. Maraschi, *Astrophys. J.* **407**, 65 (1993).
4. A. C. S. Readhead, *Astrophys. J.* **426**, 51 (1994).
5. I. I. Kellermann and I. I. K. Pauliny-Toth, *Astrophys. J.* **155**, L71 (1969).
6. A. Lahteenmaki, E. Valtaoja, and K. Wiik, *Astrophys. J.* **511**, 112 (1999).
7. A. Lahteenmaki and E. Valtaoja, *Astrophys. J.* **521**, 493 (1999).
8. T. Savolainen, D. C. Homan, T. Hovatta, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **512**, 24 (2010).
9. Ю. И. Овсепян, *Успехи физ. наук* **168**, 1037 (1998).
10. M. McGillchrist, J. E. Baldwin, J. M. Riley, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **246**, 110 (1990).
11. А. Пахольчик, *Радиоастрофизика* (М.: Мир, 1973).
12. G. R. Burbidge and E. M. Burbidge, *Astrophys. J.* **125**, 1 (1957).
13. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Происхождение космических лучей* (Москва, 1963).
14. В. С. Артюх, П. А. Черников, *Астрон. журн.* **83**, 224 (2006).
15. В. С. Артюх, В. С. Недора, *Астрофизика* **60**, 337 (2017).
16. M. Perucho and J. M. Marti, *Astrophys. J.* **568**, 639 (2002).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (Москва, 1988).

18. В. Г. Левич, *Курс теоретической физики, т. 1* (Физматгиз, Москва, 1962).
19. G. Rybicki and A. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: Wiley, 1979).
20. В. С. Артюх, Астрон. журн. **95**, 466 (2018).
21. A. P. Marscher, *Astrophys. J.* **264**, 296 (1983).
22. K. R. Lind and R. D. Blandford, *Astrophys. J.* **295**, 358 (1985).
23. В. С. Артюх, Труды Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева **189**, 223 (1988).
24. A. Labiano, P. D. Barthel, C. P. O'Dea, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **463**, 97 (2007).
25. В. С. Артюх, С. А. Тюльбашев, П. А. Черников, Астрон. журн. **76**, 3 (1999).
26. D. L. Jones, *Astrophys. J.* **276**, L5 (1984).
27. В. С. Артюх, С. А. Тюльбашев, П. А. Черников, Астрон. журн., **90**, 466 (2013).
28. S. A. Tyul'bashev, *Astron. Astrophys. Trans.*, **26**, 663, 2007.