ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРЯЧЕГО ПЯТНА А РАДИОГАЛАКТИКИ ЛЕБЕДЬ А

© 2022 г. В. С. Артюх*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия *E-mail: art@prao.ru Поступила в редакцию 22.09.2021 г. После доработки 24.01.2022 г. Принята к публикации 24.01.2022 г.

Из радиоастрономических наблюдений получены оценки физических параметров горячего пятна А радиогалактики Лебедь А. Для оценки физических параметров данного радиоисточника приняты размеры сферически симметричной неоднородной модели пятна А (без пустот внутри), спектр которой совпадает с радиоспектром горячего пятна А. Наиболее вероятное среднее значение индукции магнитного поля (усредненной по объему радиоисточника) равно $B = 2.7 \times 10^{-3}$ Гс. Средняя плотность энергии релятивистских электронов составляет $E_e = 1.8 \times 10^{-6}$ эрг/см³. Средняя энергия релятивистских электронов превышает энергию магнитного поля в восемь раз. Проведено сравнение полученных параметров горячего пятна А с оценками этих параметров, полученных из рентгеновских наблюдений. Если принять в качестве размера рентгеновского источника излучения размеры данной модели радиоисточника ($\theta \approx 0.6''$), то из рентгеновских наблюдений получаем такое же поле $B = 2.6 \times 10^{-3}$ Гс.

Ключевые слова: радиогалактики, горячие радиопятна, магнитные поля **DOI:** 10.31857/S0004629922050012

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиогалактика Лебедь А (3С 405) является ближайшей к нам радиогалактикой сверхвысокой светимости z = 0.05607 [1]. Благодаря близости и высокой яркости этого объекта имеется большое количество наблюдений Лебедя А во всех диапазонах электромагнитных волн [2]. На радиокартах Лебедя А [3] четко видны два узких радиовыброса (радиоджета), выходящих из ядра родительской галактики в противоположных направлениях. Вещество радиоджетов выбрасывается из центральной машины со скоростями, близкими к скорости света $v/c = (0.55 \pm 0.15)h^{-1}$, где $h = H_0/100$ км с⁻¹ мпк⁻¹ [4]. Радиоджеты доходят до горячих пятен, находящихся на периферии протяженных радиооблаков. Согласно [5, 6] горячие пятна представляют собой "рабочую поверхность", где вещество джета сталкивается с уплотненным межгалактическим газом. При этом кинетическая энергия джета переходит в нагрев газа, создание релятивистских частиц и усиление магнитного поля пятна. Обзор физических процессов в горячих пятнах может быть найден в [7]. Тот факт, что возраст релятивистских электронов в радиооблаках увеличивается по мере удаления от

горячих пятен, указывает на то, что частицы выходят из горячих пятен и создают радиооблака [2].

В ряде работ получены спектры горячих пятен Лебедя А [8-13]. Спектры сильных пятен А и D получены в широком диапазоне частот, тогда как для слабых пятен В и Е имеются только небольшие фрагменты спектров на высоких частотах. На частотах выше 10 ГГц это степенные спектры $(S \sim v^{-\alpha}, \alpha \approx 1)$, а на более низких частотах они постепенно и монотонно уплощаются с уменьшением частоты. На самых низких частотах (в метровом диапазоне волн) у пятна А наблюдается завал спектра. В работе [14] у пятна D также обнаружен низкочастотный завал спектра в диапазоне частот 109-183 МГц. Все авторы отмечают, что спектры пятен А и D явно отличаются от спектра однородного источника синхротронного излучения, и в некоторых работах предлагаются различные физические механизмы для получения наблюдаемых спектров [2]. В то же время в работе [15] было показано, что наблюдаемые спектры горячих пятен A и D можно получить в рамках синхротронного механизма излучения только за счет неоднородности этих радиоисточников, не привлекая новых физических механизмов. Анализ возможных механизмов формирования спектров

Любая замкнутая физическая система стремится со временем занять состояние с минимальной энергией. Однако в активных астрономических объектах, таких как активные ядра галактик,

релятивистские джеты и горячие пятна радиогалактик, состояние с минимальной энергией, скорее всего, еще не достигнуто, и это предположение нуждается в экспериментальной проверке. Такую проверку можно выполнить радиоастрономическими методами с помощью методик [18-20]. В этих работах предложены методики оценки физических параметров радиоисточников, также основанные на однородной модели источника синхротронного излучения, однако не требуется, чтобы система находилась в состоянии с минимальной энергией. В [18] для получения информации используется максимум спектра радиоисточника, а в [19, 20] - низкочастотная и высокочастотная асимптотики спектра.

Согласно [20], измеряя плотность потока S и угловой размер радиоисточника θ на низких частотах, в области непрозрачности (оптическая толща $\tau > 1$), получаем оценку индукции магнитного по-

горячих пятен был выполнен в работе [14]. Авторы этой работы пришли к выводу, что, несмотря на проведенные многочисленные исследования, "интерпретация спектров горячих пятен остается проблематичной".

В настоящей работе мы получили оценки средних (по объему источника) физических параметров горячего пятна А радиоастрономическим методом. Проведено сравнение полученных результатов с оценками этих параметров, полученными из рентгеновских наблюдений.

2. МЕТОЛИКА ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РАЛИОИСТОЧНИКОВ

В дальнейшем примем, что радиоизлучение горячих пятен в радиогалактиках является синхротронным. Радиоисточник представляет собой физическую систему, состоящую из релятивистской электрон-позитронной плазмы с энергетическим спектром $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$, находящейся в магнитном поле с напряженностью Н (или магнитной индукцией В). Первая методика оценки физических параметров радиоисточников была разработана Бербиджем в 1956 г. [16]. Эта методика основана на модели однородного радиоисточника, находящегося в состоянии с минимальной энергией. В этом случае плотности энергий магнитного поля E_H и релятивистских электронов E_e приблизительно равны [16, 17].

частотах; Ω_{ll} – телесный угол радиоисточника на низких частотах, $\theta_{lf} = \sqrt{\Omega_{lf}}$ — линейный угловой размер источника на низких частотах (характерный размер радиоисточника); δ – доплер-фактор

источника $\delta = \frac{\delta'}{1+z}$, *z* – красное смещение роди-тельской галактики, δ' – доплер-фактор источника относительно родительской галактики [18, 21];

 $b(\gamma) = \frac{c_5(\gamma)}{c_6(\gamma)}$ и C_1 — функции γ и константа, приве-денные в [17].

ля B_{\perp} (B_{\perp} – компонент индукции магнитного по-

ля, перпендикулярный скорости электрона)

 $B_{\perp} = b^{2}(\gamma) \frac{\left(\frac{\mathbf{v}_{lf}}{2C_{1}}\right)^{5} (\Omega_{lf})^{2}}{S_{lf}^{2}} \delta.$

Здесь S_{lf} – плотность потока источника на низких

Измеряя плотность потока S и угловой размер радиоисточника θ на высоких частотах, в области прозрачности ($\tau < 1$), а также используя полученную оценку B_{\perp} , получаем оценку параметра N_0

$$N_{0} = \frac{1}{c_{5}(\gamma)} \frac{S_{hf}}{\theta_{hf} B_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \left(\frac{\mathbf{v}_{hf}}{2C_{1}}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}} L} \delta^{-\frac{\gamma+3}{2}}.$$
 (2)

Здесь S_{hf} – плотность потока источника на высоких частотах; θ_{hf} – линейный угловой размер источника на высоких частотах; L – размер источника вдоль луча зрения. Поправка за движение радиоисточника ($\delta^{-\frac{\gamma+5}{2}}$) получена с учетом аберрации [22].

Однако наблюдения показывают, что спектры большинства компактных радиоисточников в АЯГ явно отличны от спектра однородного источника синхротронного излучения. Обычно видимые искажения спектров источников объясняют действием разных физических механизмов. Но в некоторых случаях это можно объяснить неоднородностью самого радиоисточника. Для оценки физических параметров таких радиоисточников нужна методика, основанная на неоднородной модели. К сожалению, для неоднородного радиоисточника уравнение переноса излучения не имеет аналитического решения, (решение можно получить только численно), что сильно усложняет саму методику.

Методика оценки физических параметров радиоисточников, основанная на неоднородной модели источника, разработана в [23, 24]. В работе [23] в качестве модели радиоисточника была принята сферически симметричная модель ради-

(1)

уса *R* со степенным распределением поля и частиц:

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

и $B(r) = 0$ при $r > R,$

$$N(r, E) = E^{-\gamma} N(0) \frac{1}{1 + k_e \left(\frac{r}{R}\right)^n} \quad при \quad r < R,$$

и $N(r, E) = 0 \quad при \quad r > R.$
(4)

Коэффициенты k_H и k_e характеризуют, соответственно, перепад магнитного поля и плотности частиц от центра к краю источника (степень неоднородности источника). Модельные расчеты, выполненные в [23], показали, что по мере увеличения степени неоднородности источника спектр радиоисточника сначала уширяется (этот эффект ранее был обнаружен в [25], а затем появляется промежуточный участок спектра от v_{lf} до v_{hf} (область частичной прозрачности), который можно аппроксимировать степенной функцией с показателем степени α_{if} , равным [26]

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

Справедливость этой формулы была подтверждена модельными расчетами в [23]. Кроме того, с изменением частоты меняются видимые угловые размеры радиоисточников: чем больше неоднородность источника, тем больше изменения видимых угловых размеров.

В результате численного моделирования в работе [23] было обнаружено, что неоднородность магнитного поля влияет на наблюдаемые параметры источника значительно сильнее, чем неоднородность в распределении частиц. Поэтому в работе [24] была принята более простая модель радиоисточника: магнитное поле источника было принято степенным (3), а распределение частиц было принято однородным. Плотность потока компактного источника ($\cos \theta \approx 1$) вычислялась как

$$S(\mathbf{v}) = \frac{2\pi}{D^2} \int_0^R I(\mathbf{v}, \boldsymbol{\rho}) \,\mathrm{d}\,\boldsymbol{\rho},\tag{6}$$

где ρ — расстояние от центра источника до точки излучения (в картинной плоскости), D — расстояние до радиоисточника, $I(v, \rho)$ — интенсивность излучения

$$I(\mathbf{v}, \boldsymbol{\rho}) = \int_{-L(\boldsymbol{\rho})}^{L(\boldsymbol{\rho})} \varepsilon(\mathbf{v}, x) e^{-\int_{x}^{\boldsymbol{\sigma}} \mu(\mathbf{v}, x') dx'} dx.$$
(7)

L

Здесь интегрирование ведется вдоль луча зрения, ε – коэффициент излучения, μ – коэффициент поглощения. В области прозрачности распределение яркости по сферическому источнику синхротронного излучения радиуса *R* (с неоднородным магнитным полем степенного вида) имеет вид:

$$I(\mathbf{v}, \mathbf{\rho}) = c_{5}(\gamma) N_{0} B(0)^{\frac{\gamma+1}{2}} \left(\frac{\mathbf{v}}{2C_{1}}\right)^{\frac{1-\gamma}{2}} \times \\ \times \int_{-\sqrt{R^{2}-\rho^{2}}}^{\sqrt{R^{2}-\rho^{2}}} \left[\frac{1}{1+k_{H} \left(\frac{\sqrt{\rho^{2}+x^{2}}}{R}\right)^{m}}\right]^{\frac{\gamma+1}{2}} dx.$$
(8)

Сопоставляя вычисленный спектр модели источника со спектром исследуемого радиоисточника, мы выбираем ту модель, которая дает наилучшее согласие с наблюдениями.

В работах [18–20] принята однородная модель радиоисточника цилиндрообразной формы, и ось цилиндра направлена вдоль луча зрения. Как было отмечено выше, спектр такой модели не соответствует спектрам реальных радиоисточников, кроме того, видимые угловые размеры такой модели не зависят от частоты, что также не соответствует реальным радиоисточникам. Поэтому данная модель не пригодна для анализа излучения большинства реальных радиоисточников. Однако, как показало численное моделирование [24], методика, основанная на однородной модели, все же может быть использована для исследований неоднородных радиоисточников, если учитывать зависимость видимых угловых размеров неоднородного источника от частоты. В этом случае, как показали модельные расчеты [24], методика, основанная на однородной модели, дает значения физических параметров неоднородного радиоисточника, усредненных по его объему. Такая информация является полезной для решения некоторых задач, в частности для определения соотношения между средними энергиями поля и частиц в радиоисточниках. Кроме того, эта методика позволяет измерять доплер-факторы радиоисточников [20], что просто необходимо для корректной интерпретации астрономических наблюдений и оценки физических параметров радиоисточников.

Оценка плотности энергии магнитного поля и релятивистских электронов. Плотность энергии магнитного поля равна:

$$E_H = \frac{HB}{8\pi}.$$
 (9)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 4 2022

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

$$E_H = \frac{H^2}{8\pi} \approx \frac{B^2}{8\pi}.$$
 (10)

Плотность энергии газа равна

$$E_g = \int_0^\infty EN(E)dE.$$
 (11)

Наблюдаемые спектры излучения радиоисточников носят степенной характер со средним спектральным индексом $\alpha \approx 0.9$ [27]. Если излучение является синхротронным, то энергетические спектры релятивистских электронов в этих источниках также должны быть степенными $(N(E) = N_0 E^{-\gamma})$ [17] со спектральным индексом $\gamma = 2\alpha + 1 = 2.8$. Если спектр электронов N(E) является степенным в пределах от 0 до ∞ , то интеграл (11) расходится. Поскольку реальные радиоисточники не могут иметь бесконечно большую энергию, то реальный спектр электронов может быть степенным только в конечном интервале энергий от E_{min} до E_{max} , и следовательно

$$E_e = N_0 \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E^{1-\gamma} dE.$$
 (12)

Выбор пределов интегрирования в (12) представляет собой трудную задачу. Для ее решения Бербидж [16] предложил интегрирование по энергиям в (12) заменить интегрированием по частотам. Это можно сделать, если принять, что спектр релятивистского электрона является δ-функцией и вся энергия излучается на частоте максимума спектра электрона. При таком подходе плотность энергии ансамбля частиц будет связана с магнитным полем следующим образом [16]:

$$E_e = AH^{-3/2},$$
 (13)

где *А* — константа, определяемая параметрами радиоисточника и граничными частотами радиоизлучения [17]. Кроме того, если физическая система, состоящая из релятивистской электрон-позитронной плазмы и магнитного поля, находится в состоянии с минимальной энергией, то согласно [16]

$$E_e = \frac{4}{3}E_H.$$
 (14)

При получении оценок физических параметров радиоисточников из наблюдений в выражении (12) интегрирование по энергиям заменяют на интегрирование по частотам и в качестве нижнего предела интегрирования обычно берут

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 4 2022

v = 0.01 ГГц [16]. Отметим, что более низкочастотное радиоизлучение астрономических объектов не пропускает земная ионосфера, но это не означает, что его не существует. Отбрасывая низкочастотное излучение радиоисточника, мы занижаем его энерговыделение и тем самым занижаем оценку минимальной энергии этого источника. Оценить допущенную ошибку невозможно, но если учесть, что типичное значение $\gamma \approx 3$, то отброшенная энергия может быть значительной. Таким образом, методика оценки магнитного поля радиоисточника, предложенная Бербиджем [16], дает только нижнюю оценку магнитного поля.

Чтобы устранить все перечисленные трудности, в работе [20] предложено принять, что частица является релятивистской, когда ее кинетическая энергия становится больше энергии покоя: $E_k \ge m_0 c^2$. Такое определение является общепринятым в физике. При этом полная энергия электрона $E_0 = 2m_0 c^2 \approx 1.6 \times 10^{-6}$ эрг = 1 MeV. Здесь и везде в дальнейшем мы будем использовать единицы измерения в системе СГСМ (CGSM). Именно эту энергию естественно принять в качестве нижнего предела интегрирования $E_{\rm min}$ в (12). Эта энергия будет одинаковой во всех радиоисточниках, независимо от того, какое у них магнитное поле и какой доплер-фактор. В работе [28] было предложено брать $E_{\rm min} = 10$ MeV без физического обоснования.

Выбор верхнего предела интегрирования в (12) представляет собой также трудную задачу. В каких-то случаях этот предел можно выбрать исходя из теоретических соображений, если наблюдается высокочастотный завал спектра источника. Однако для тех радиоисточников, в которых показатели степени энергетических спектров электронов превосходят 2 (таких радиоисточников подавляющее большинство), в качестве верхнего предела E_2 в (12) можно принять ∞ , поскольку при этом интеграл (12) не расходится. Следовательно, при $\gamma > 2$

$$E_e = \int_{E_0}^{\infty} N_0 E^{1-\gamma} dE = \frac{(2m_0 c^2)^{2-\gamma}}{\gamma - 2} N_0.$$
 (15)

Это отличается от (13), полученного в [16] отсутствием магнитного поля. Еще раз отметим, что при таком определении релятивистской частицы пределы интегрирования в (12) не зависят ни от магнитного поля радиоисточника, ни от частоты наблюдения, и нет нужды считать, что спектр синхротронного излучения электрона является δ-функцией. Кроме того, если физическая система, состоящая из релятивистской электрон-позитронной плазмы и магнитного



Рис. 1. (а) Спектр горячего пятна А (треугольники) из работ [9] и [11] и вычисленный спектр неоднородного радиоисточника (сплошная линия). (б) Магнитное поле из работы [15], для которого вычислен спектр, представленный на рис. 1a.

поля, находится в состоянии с минимальной энергией, то согласно [20]

$$E_e = \frac{4}{\gamma + 1} E_H. \tag{16}$$

Это отличается от соотношения энергий (14), полученного в [16]. Однако, учитывая, что в радиоисточниках типичное $\gamma \approx 3$, то действительно можно говорить о существовании равнораспределения энергий у большинства радиоисточников, когда их энергия минимальна.

Опишем оценку доплер-фактора. В работе [20] разработана методика измерения доплер-факторов радиоисточников, у которых плотности энергии поля и частиц равны, а наблюдаемые расхождения оценок этих величин, полученные из наблюдений, обусловлены только движением радиоисточников. Согласно [20]

$$\delta = \left(\frac{E_e}{(1+z)E_H}\right)^{\frac{1}{\gamma+6}}.$$
(17)

Оценки E_{μ} и E_{e} получаем в предположении, что источник неподвижен. Оценки параметров В и N₀ получаем по методике [20] с учетом неоднородности источника, т.е. с учетом различия его угловых размеров на низких и высоких частотах. Размер сферически симметричной модели неоднородного радиоисточника получаем по методике [24], исходя из требования, чтобы спектр модели совпадал со спектром исследуемого радиоисточника. Связь между угловыми размерами сферически симметричного источника в области прозрачности и непрозрачности получена в [29]. Оценки энергий поля и частиц неоднородных радиоисточников, полученные по методике [20], соответствуют их средним значениям (усредненным по объему радиоисточника). Как видно из (17), оценка доплер-фактора будет иметь хорошую точность, даже когда в радиоисточнике существует небольшое отклонение от равнораспределения энергий. В данной методике не требуется, чтобы все радиоисточники имели одинаковые яркостные температуры, как это требуется в методике [30].

3. ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На рис. 1а приведен спектр радиоизлучения горячего пятна А радиогалактики Лебедь А из работы [9], дополненный низкочастотными измерениями на частоте v = 74 МГц из работы [11].

Из рисунка видно, что у горячего пятна А наблюдается низкочастотный завал спектра на частотах ниже 300 МГц. Это подтверждается в работе [14]. В дальнейшем будем считать, что наблюдаемый завал спектра обусловлен синхротронным самопоглощением излучения. Для оценки среднего магнитного поля пятна воспользуемся выражением (1). Отметим, что в (1) входит размер области, заполненной излучающим веществом. В то же время на картах радиоисточников, полученных с высоким разрешением, обычно изображение радиоисточников состоит из отдельных фрагментов, между которыми излучения практически нет. Если собрать все видимые фрагменты источника (излучающее вещество) в единый объем без пустот, то очевидно, что размер этого образования будет меньше видимого размера радиоисточника. Но как найти этот размер? В настоящей работе для решения данной проблемы мы предлагаем в качестве характерного размера горячего пятна А принять размер трехмерной модели пятна из [15], размер, при котором модель имеет радиоспектр горячего пятна А.

На рис. 1а сплошной линией приведен спектр сферически симметричной модели пятна А из [15], полученный в результате численного решения уравнения переноса излучения для источника с магнитным полем, представленным на рис. 1б. Магнитное поле задавалось в виде степенной функции (3), а распрелеление частиц было принято однородным. Как видно из рис. 16, большую часть объема модели занимает слабое поле $B \sim 10^{-4}$ Гс, но в небольшом объеме поле достигает величины 2 \times 10⁻² Гс. Энергетический спектр релятивистских электронов степенной с $\gamma = 3$. Размер модели источника подбирался так, чтобы спектр модели совпадал со спектром источника. Вычисленный спектр хорошо согласуется с наблюдениями: отклонения экспериментальных точек от теоретического спектра не превосходят 10%. Поэтому для оценки магнитной индукции В в качестве характерного размера источника мы принимаем диаметр сферической модели горячего пятна А из работы [15] *d* = 600 пк. На расстоянии до Лебедя А этот линейный размер соответствует угловому размеру $\theta = 0.6''$. Отметим, что диаметр модели радиоисточника, выбранный таким образом, является характерным масштабом объемного (трехмерного) радиоисточника без пустот внутри.

Оценим погрешность размера выбранной модели. По определению плотность потока компактного источника излучения равна $S = I\Omega$. Здесь Ω – телесный угол источника, I – средняя интенсивность излучения. Если предположить, что отклонения теоретического спектра от наблюдаемых плотностей потоков полностью обусловлены погрешностью оценки углового размера сферической модели радиоисточника Ω , то $\Delta\Omega \approx 10\%$ и, соответственно, $\Delta\theta \approx 3\%$ ($\Omega = \theta^2$). Учитывая, что в [15] теоретический спектр пятна А вписан в наблюденные плотности потоков по методу наименьших квадратов, реальная погрешность $\Delta\theta < 3\%$.

Наблюдения на частоте 43 ГГц с разрешением 0.15" [31] показали, что полный размер радиоисточника (по нулевому уровню) равен $\theta \sim 3$ ". Однако это изображение горячего пятна A состоит из отдельных фрагментов, и основное радиоизлучение приходит из самого яркого и самого крупного фрагмента размером $\Omega \approx 1.6" \times 0.3"$. Соответствующий характерный масштаб этого фрагмента равен $\theta = \sqrt{\Omega} \approx 0.7"$. Это совпадает с характерным масштабом теоретической модели пятна A $\theta \approx 0.6"$ из [15]. Именно при таком характерном размере теоретическая модель (без пустот) имеет спектр горячего пятна A.

Самые низкочастотные наблюдения пятна (в области непрозрачности) на частоте v = 73.8 МГц с разрешением $10.7'' \times 7.1''$ [11] не позволяют разделить радиоизлучение горячих пятен А и В, отстоящих друг от друга на угловом расстоянии 5''. Поэтому в [11] приведена только пиковая плотность потока от двух пятен S = 175 Ян с погрешно-

ой плотность потока пятна А на частоте v = 73.8 МГц составляет *S* < 175 Ян, и, следовательно, мы можем получить только нижнюю границу индукции магнитного поля: при θ ≈ 0.6″ имеем *B* > 1.5 × 10⁻³ Гс.

стью 8%. Строго говоря, отсюда следует, что

Другая возможность оценить величину магнитной индукции В связана с наблюдениями радиогалактики Лебедь А на радиотелескопе LOFAR. Согласно этим наблюдениям на частоте v = 109.9 MГц плотность потока горячего пятна А равна $S = (239.4 \pm 5)$ Ян при ширине луча диаграммы антенны 4.5" (J. McKean, частное сообщение). Подставляя эти величины в (1), получаем оценку магнитной индукции $B = 7.3 \times 10^{-3}$ Гс. Отметим, что эта оценка поля является завышенной, т.к. формула (1) является правильной на низких частотах, где оптическая толща $\tau > 1$ и $S \sim v^{5/2}$. Но частота 109.9 МГц находится в максимуме спектра [14], где при $\gamma = 3$ оптическая толща $\tau = 0.65$ [17] и *S* ≈ const. В этом случае формула (1) дает завышенное значение поля, т.е. реальная магнитная индукция должна быть $<7.3 \times 10^{-3}$ Гс. Таким образом, из наблюдений мы имеем строгие границы допустимых значений магнитной индукции в горячем пятне A: 1.5×10^{-3} Гс < B < $< 7.3 \times 10^{-3}$ Гс.

Полученный интервал изменения магнитной индукции является строгим, но он очень широк. Для работы удобнее иметь одно значение индукции магнитного поля. Предположим, что все горячие пятна представляют собой одинаковые физические системы с приблизительно одинаковыми (по форме) спектрами излучения. Тогда, поскольку на высоких частотах плотность потока пятна А приблизительно в 4 раза больше плотности потока пятна В [10], то примем, что на частоте v = 73.8 МГц также $S_A \approx 4S_B$. Кроме того, при записи максимального отклика от двух пятен пятно В находится не в максимуме диаграммы направленности антенны, т.е. его вклад ослаблен диаграммой направленности антенны — K (в данном случае $K \sim 0.8$). Таким образом, наиболее вероятная плотность потока пятна А на частоте v = = 73.8 МГц равна $S \approx 145$ Ян. а возможный вклад пятна В в максимальный отклик составляет ~30 Ян. В качестве погрешности оценки плотности потока пятна А принимаем $\Delta S = 30$ Ян — это весь ожидаемый вклад пятна В. Таким образом, наиболее вероятное значение плотности потока горячего пятна А равно $S_A = (145 \pm 30)$ Ян. Подставляя эту величину в (1), получаем оценку наиболее вероятного значения магнитной индукции $B = (2.7 \pm$ \pm 1.1) × 10⁻³ Гс. Эта оценка поля лежит внутри интервала допустимых значений магнитной индукции.

4. ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Согласно [20]. оценку плотности энергии релятивистских электронов горячего пятна А получаем из высокочастотных наблюдений, используя оценку магнитной индукции В, полученную из низкочастотных наблюдений. Величину N₀ получаем из (2). Размер радиоисточника вдоль луча зрения L принимаем равным характерному масштабу модели данного радиоисточника L = 600 пк. Высокочастотные наблюдения Лебедя А [12], выполненные на частоте $v_{\text{вч}} = 15 \Gamma \Gamma \mu$, дали для пятна А плотность потока $S_{\text{вч}} = (10.8 \pm 1.08)$ Ян. Угловые размеры неоднородной модели пятна А на низких частотах $\theta_{\mu\nu}$ связаны с ее высокочастотными размерами $\theta_{\rm BY}$ простым соотношением: $\theta_{\rm HY} = k_{\theta} \theta_{\rm BY}$, где коэффициент k_{θ} определяется шириной спектра данного радиоисточника [29]. В данном случае $k_{\theta} = 3$, поскольку ширина спектра пятна A по половинной мощности (в логарифмическом масштабе) равна 0.9 (рис. 1а). Соответственно, $\theta_{BY} =$ = 0.2" с погрешностью <3%. Подставляя эти параметры в (2), имеем $N_0 = 3.1 \times 10^{-12}$ (при $\delta = 1$). Как видно из (2), погрешность оценки N_0 определяется погрешностью оценки *B*, т.е. *N*₀ верна с точностью до коэффициента 2.

Для оценки плотности энергии релятивистских электронов воспользуемся методикой [20]. При $\gamma = 3$ из (15) имеем $E_e = 1.8 \times 10^{-6}$ эрг/см³ (с точностью оценки N_0). Это в 8 раз больше плотности энергии магнитного поля. Необхолимо отметить, что эта оценка также получена для неподвижного радиоисточника ($\delta = 1$).

Если физическая система, состоящая из релятивистской электрон-позитронной плазмы и магнитного поля. находится в состоянии с минимальной энергией, то при $\gamma = 3$ из (16) имеем $E_H = E_e$. В том случае, когда отклонение от этого равенства обусловлено только случайными погрешностями наблюдений, отношения энергий будет лежать в интервале $0.25 < \frac{E_e}{E_H} < 4$. Полученное нами отношение плотностей энергий $\left(\frac{E_e}{E_H} \approx 8\right)$ выходит за рамки этого интервала, т.е. полученный результат не обусловлен погрешно-

стями наблюлений.

5. ОЦЕНКА ДОПЛЕР-ФАКТОРА

В предыдущем разделе было получено, что в пятне А плотность энергии частиц превышает плотность энергии магнитного поля. Эта оценка была получена в предположении, что радиоисточник неподвижен ($\delta = 1$). Однако в принципе возможно, что в данном радиоисточнике существует равенство энергий, а полученный результат обусловлен движением радиоисточника. Тогда, подставляя в (17) полученные оценки энергий E_e и E_H , имеем $\delta = 1.26$. Интервал погрешности оценки E_e/E_H дает интервал погрешности доплер-фактора 0.86 < δ < 1.17. Если в горячем пятне А существует равнораспределение энергий, то $\delta = 1.26$ означает, что данный радиоисточник должен двигаться со скоростью $v \ge 0.23c$ (здесь с – скорость света). Знак неравенства связан с тем, что нам не известен угол между скоростью движения горячего пятна и лучом зрения. Но скорость движения пятен, полученная из наблюдений [32], на порядок меньше этой величины. Таким образом, движение пятна А не может объяснить полученный результат и, следовательно, энергия релятивистских электронов реально превосходит энергию магнитного поля.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [9] была получена оценка индукции магнитного поля горячего пятна А по методике [16], исходя из предположения, что данный радиоисточник находится в состоянии с минимальной энергией: $B = (3 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ Гс. Это на порядок меньше индукции магнитного поля, полученной нами. Однако если учесть, что методика [16] дает только нижнюю оценку поля, то здесь нет противоречий.

Существует большое число работ, где магнитную индукцию источника излучения получают по методике [33] из сравнения радио- и рентгеновских наблюдений исследуемого объекта, см., например, [34-40]. Эта методика основана на предположении, что рентгеновские фотоны возникают в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на радиофотонах синхротронного излучения радиоисточника или фотонах космического микроволнового фона. Данная методика не требует равенства энергий поля и частиц и позволяет проверить, существует ли действительно равнораспределение энергий в исследуемом радиоисточнике. Детальное изложение основ методики можно найти в [17].

В работе [34] для горячего пятна А получены $B = (1.58 \pm 0.17) \times 10^{-4}$ Гс и равнораспределение энергий. В работе [41] получены $B = 1.5 \times 10^{-4}$ Гс с погрешностью ~10% и приблизительное распределение энергий. В работе [42] получена такая же оценка магнитной индукции $B = 1.5 \times 10^{-4}$ Гс, но энергия частиц на порядок больше энергии поля. В работе [12] получена почти такая же величина $B = 1.7 \times 10^{-4}$ Гс, и энергия частиц также больше энергии поля в несколько раз. Как видим, все эти оценки приблизительно в два раза ниже нижнего предела индукции магнитного поля, полученной в [9], и на порядок меньше оценки поля, полученной нами. Отметим, что во всех этих работах были приняты большие угловые размеры пятна А: d = = (2-4) кпк ($2'' < \theta < 4''$). Например, в работе [42] оценка магнитного поля получена исходя из предположения, что радиоизлучающее вещество равномерно заполняет сферу с диаметром d = 4 кпк ($\theta = 4''$). Но, если характерный размер пятна А равен d = 600 пк ($\theta \approx 0.6''$), то в [45] следует увеличить оценку поля в $\left(\frac{4}{0.6}\right)^{3/2}$ раз, т.е. получим $B \approx 2.6 \times 10^{-3}$ Гс, что практически совпадает с нашей оценкой поля ($B = 2.7 \times 10^{-3}$ Гс).

С другой стороны, принимая большие размеры пятна А, из радиоастрономических наблюдений мы получаем сильно завышенные оценки поля. Например, подставляя $\theta = 4''$ в (1), из радионаблюдений получаем $B \approx 5$ Гс. Это на четыре порядка больше, чем получено из рентгеновских наблюдений. На это же обстоятельство указали авторы работы [9]. Таким образом, большие угловые размеры радиоисточника приводят к завышению оценки поля в радиоастрономической методике. В то же время, принимая размер неоднородной модели пятна А, полученные в [15], мы получаем одинаковые значения поля как из радио-, так и из рентгеновских наблюдений.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе [15] была получена сферическая неоднородная модель горячего пятна А, спектр которой совпадал с радиоспектром этого пятна. Диаметр модели равен d = 600 пк. Принимая в качестве характерного размера горячего пятна А размер этой (трехмерной) модели d = 600 пк $(\theta \approx 0.6'')$, мы как из радио-, так и из рентгеновских наблюдений получили приблизительно одинаковую оценку средней магнитной индукции $B \approx 2.7 \times 10^{-3}$ Гс. При этом средняя плотность энергии релятивистских электронов в пятне составляет $E_e = 1.8 \times 10^{-6}$ эрг/см³. Средняя энергия релятивистских электронов превышает энергию магнитного поля в восемь раз. Отметим также, что на карте радиогалактики Лебедя А [34] самый яркий фрагмент горячего пятна А. который дает основной вклад в радиоизлучение пятна, имеет такой же характерный размер (в картинной плоскости) (~0.7"). На наш взгляд, обнаруженный факт не является случайным. Он указывает на то. что существующие методики оценки физических параметров (как в радио-, так и в рентгене) нуждаются в существенной коррекции. Необходимо пересмотреть определение понятия углового размера источника излучения. Разные методики должны давать одинаковые физические параметры исследуемого объекта.

БЛАГОДАРНОСТИ

Приношу свою благодарность J.P. McKean за предоставленные результаты наблюдений горячего пятна A, выполненные на радиотелескопе LOFAR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. F. N. Owen, M. J. Ledlow, G. E. Morrison, and J. M. Hill, Astrophys. J. Lett. 488, L15 (1997).
- 2. C. L. Carilli and P. D. Barthel, Astron. and Astrophys. Rev. 7, 1 (1996).
- R. A. Perley, J. W. Dreher, and J. J. Cowan, Astrophys. J. 285, L 35 (1984).
- 4. B. Sorathia, N. Bartel, M. Bietenholtz, et al., in Cygnus A: Study of a Radio Galaxy, eds. C. I. Carilli and D. E. Harris (Cambridge: CUP), p. 86 (1996).
- 5. *R. D. Blandford and M. J. Rees*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **165**, 395 (1974).
- 6. *P. A. Scheuer*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **166**, 5 (1974).
- 7. K. Meisenheimer, H. Roser, J. P. Hiltner, et al., Astron. and Astrophys. 219, 63 (1989).
- 8. *T. W. B. Muxlow, G. Pelletier, and J. Roland*, Astron. and Astrophys. **206**, 237 (1998).
- 9. C. L. Carilli, R. A. Perley, J. W. Dreher, and J. P. Leahy, Astrophys. J. 383, 554 (1991).
- 10. M. C. H. Wright and M. Birkinshaw, Astrophys. J. 614, 115 (2004).
- 11. T. J. W. Lazio, A. S. Cohen, N. E. Kassim, et al., Astrophys. J. Lett. 642, L33 (2006).
- 12. L. Stawarz, C. C. Cheung, D. E. Harris, and M. Ostrowski, Astrophys. J. 662, 213 (2007).
- 13. K. C. Steenbrugge, I. Heywood, and K. M. Blundell, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **401**, 67 (2010).
- 14. J. P. McKean, L. E. H. Godfrey, S. Vegetti, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **463**, 3143 (2016).
- В. С. Артюх, С. А. Тюльбашев, П. А. Черников, Астрон. журн. 89, 754 (2012).
- 16. G. R. Burbidge, Astrophys. J. 124, 416 (1956).
- 17. А. Пахольчик, Радиоастрофизика (М.: Мир 1973).
- 18. A. P. Marscher, Astrophys. J. 264, 296 (1983).
- В. С. Артюх, Труды Физического ин-та им. П.Н. Лебедева 189, 223 (1988).
- 20. В. С. Артюх, Астрон. журн. 96, 179 (2019).
- 21. K. R. Lind and R. D. Blandford, Astrophys. J. 295, 358 (1985).
- 22. В. С. Артюх, Астрон. журн. 95. 466 (2018).
- 23. В. С. Артюх, П. А. Черников, Астрон. журн. 78, 1 (2001).
- 24. *В. С. Артюх, П. А. Черников*, Астрон. журн. **83**, 224 (2006).
- 25. J. J. Condon and L. L. Dressel, Astrophys. J. Lett. 15, L203 (1973).
- 26. A. G. De Bruyn, Astron. and Astrophys. 52, 439 (1976).
- 27. *M. Mc Gillchrist, J. E. Baldwin, J. M. Riley, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **246**, 110 (1990).
- 28. S. T. Myers and S. R. Spangler, Astrophys. J. 291, 52 (1985).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 4 2022

- 29. В. С. Артюх, В. С. Недора, Астрофизика 60, 337 (2017).
- 30. A. S. C. Readhead, Astrophys. J. 426, 51 (1994).
- 31. C. L. Carilli, J. D. Kurk, Paul P. van der Werf, R. A. Perlley, and G. K. Miley, Astron. J. **118**, 2581(1999).
- 32. A. C. S. Readhead, G. B. Taylor, W. Xu, et al., Astrophys. J. 460, 612 (1996).
- 33. J. E. Felten and P. Morrison, Astrophys. J. 146, 686 (1966).
- 34. D. E. Harris, C. L. Carilli, and R. A. Perley, Nature 367, 713 (1994).
- E. D. Feigelson, S. A. Laurent-Muehleisen, R. J. Kollgaard, and E. B. Fomalont, Astrophys. J. Lett. 449, L149 (1995).

- 36. *M. J. Hardcastle, M. Birkinshaw, and D. M. Worrall,* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **326**, 1499 (2001).
- 37. M. J. Hardcastle, D. M. Worrall, M. Birkinshaw, R. D. Laing, and A. H. Bridle, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 334, 182 (2002).
- 38. J. Kataoka and L. Sttawarz, Astrophys. J. 622, 797 (2005).
- 39. J. H. Croston, M. J. Hardcastle, D. E. Harris, et al., Astrophys. J. 626, 733 (2005).
- 40. J. Ineson, J. H. Croston, M. J. Hardcastle, and B. Mingo, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 467, 1586 (2017).
- 41. A. S. Wilson, A. J. Young, and P. I. Shopbell, Astrophys. J. Lett. **544**, L27 (2000).
- 42. *M. Kino and F. Takahara*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **349**, 336 (2004).