

УДК 524.7—77

О ВОЗМОЖНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ «СВЕРХСВЕТОВЫХ»
СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЙ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 26 июля 1982

В предшествующей работе [13] было показано, что струевидные выбросы из активных ядер радиогалактик могут создаваться эжекторами релятивистских электронов, летящими от ядра. Из наблюдений следует вывод о запутанности и сильной неоднородности магнитного поля в окрестности активного ядра. Если градиент магнитного поля достаточно велик и по направлению мало отличается от направления скорости «пучков» эжекторов, то возможно «сверхсветовое» (с точки зрения наблюдателя) движение ярких «узлов» в струеподобном выбросе вблизи ядра.

1. *Введение.* За последние годы, благодаря применению интерферометрии со сверхдлинной базой, удалось получить интереснейшие сведения о мелкомасштабной структуре струевидных выбросов из активных ядер галактик, излучающих в радиодиапазоне. Обзор этих данных, полученных до 1980 г., содержится в [1], а более поздние результаты по ряду объектов — в работах [2—5]. Наблюдаемая длина струевидных образований составляет обычно несколько тысячных секунды дуги, что соответствует величине проекции выброса 10—20 парсек. Позиционный угол выбросов близок к тому, который имеет линия, соединяющая «радиолопасти». Выбросы часто обладают узловой структурой. Иногда эта структура меняется за несколько лет.

У ряда радиоисточников было обнаружено явление, названное расширением со «сверхсветовой» скоростью [6, 7]. На масштабах в несколько миллисекунд наблюдалось достаточно быстрое увеличение размеров источника. Распределение радиояркости в таком источнике пытаются представить как сумму двух гауссовских распределений таким образом, чтобы получилось наилучшее соответствие наблюдениям [8, 9]. Параметры гауссиан сильно меняются со временем (например, [6]). Расстояние между максимумами также меняется, и если это истолковывать как результат относительного движения двух дискретных источников, то скорость движения иногда оказывается значительно превосходящей световую. Такой эффект

может дать релятивистское движение в направлении, очень близком к лучу зрения [10]. Однако вероятность наблюдения именно так ориентированных выбросов крайне низка. Вместе с тем, число источников, у которых наблюдаются «сверхсветовые» скорости, не так уж мало и увеличивается (например, [11]). Это обстоятельство, как отмечалось и ранее [12], не согласуется с указанной гипотезой. Кроме того, струевидные выбросы в микросекундных масштабах обычно коллинеарны прямой, соединяющей центры радиолопастей. Однако эта прямая не близка к лучу зрения, по крайней мере у таких объектов, показывающих «сверхсветовые» скорости, как 3С 273 и 3С 345 [6]. Эти факты, как и ряд других, не укладывающихся в рамки предложенной в [10] модели, заставляют искать другое объяснение явления «сверхсветовых» скоростей. Неоднократно высказывалась мысль о том, что это явление связано с распространением сигнала, генерируемого в стационарной среде, однако конкретной модели, согласующейся с наблюдениями, предложено не было. Простое объяснение «сверхсветового» расширения можно дать на основе модели струевидных выбросов [13].

2. *Неоднородность магнитного поля в ядрах активных галактик.* При наблюдениях квазаров и других внегалактических радиисточников с угловым разрешением порядка 0.0001 у некоторых из них была обнаружена в областях, близких к активному ядру, быстрая переменность поляризации, причем не только по величине, но и по углу [5, 14—16]. Иногда характерное время таких изменений составляет всего одни сутки. Позиционный угол плоскости поляризации может меняться очень сильно—до 90° — 100° —без значительного изменения потока излучения. Наряду с этим наблюдаются компактные объекты, у которых положение плоскости поляризации существенно зависит от длины волны излучения [15]. Во многих из таких случаев нет оснований приписывать поворот плоскости поляризации фарадеевскому вращению. По-видимому, как и быстрое изменение поляризации, отмеченное выше, он связан с неодинаковым направлением магнитного поля в пространственно близких областях излучающей среды. На неоднородность магнитного поля в активных ядрах галактик и вблизи них может указывать и известный факт различия позиционных углов плоскости поляризации оптического излучения в «узлах» выброса из ядра галактики М 87 (см., например, [17]).

Сложная структура магнитных полей на сравнительно больших расстояниях от активного ядра (≈ 1 кпс) неоднократно отмечалась наблюдателями (см., например, [18]). Естественно предполагать, что и на меньших масштабах поле нерегулярно. Из наблюдений изменений положения плоскости поляризации, на которые указано выше, следует, что магнитное поле может существенно менять направление на расстояниях $\approx 10^{15}$ — 10^{16} см,

то есть порядка размеров ядра. По данным о поляризации излучения выбросов можно сделать вывод, что масштаб неоднородности поля и в этих случаях не превосходит размеров объекта и, скорее всего, еще меньше. Так, для выброса в М 87 он должен составлять не более 100 пс (порядок расстояния между узлами) при длине всего выброса ≥ 1.5 кпс.

По современным представлениям, в наблюдаемом свечении активных ядер галактик важнейшую роль играет синхротронное излучение релятивистских электронов. Магнитное поле определяет характер излучения электронов данной энергии — мощность излучения, его спектральное распределение и поляризацию. Выяснение механизма образования релятивистских электронов и способов их переноса в удаленные от ядра области до сих пор остается нерешенной проблемой. По этому поводу был выдвинут ряд гипотез. В частности, в работе [13] было показано, что многие факты, установленные при исследовании струевидных выбросов из активных ядер, хорошо согласуются с выдвинутым ранее [19] предположением о выбрасывании из ядра объектов, способных эжектировать релятивистские электроны. Согласно [13], эти объекты разлетаются в пределах узкого конуса, образуя «пучки». Испущенные электроны создают след пучка, постепенно высвечивающийся за счет синхротронного излучения. Наблюдения струевидных выбросов в миллисекундной шкале не только не противоречат предложенной в [13] модели, но, как нам кажется, ее подтверждают. Применение любой модели должно предусматривать неоднородность магнитного поля вблизи ядра галактики и обусловленные ею различия в испускаемом синхротронном излучении. Оставаясь в рамках указанной модели эжекторов релятивистских электронов, летящих от ядра, можно весьма простым путем объяснить явление «сверхсветового» расширения радиосточников движением эжекторов в неоднородном поле.

3. *Схематическое представление «сверхсветового» расширения.* Как уже было сказано, определение скоростей расширения источников при наблюдениях со сверхдлинной базой основано на процедуре подгонки теоретического распределения радиояркости, представляемого двумя гауссианами, к наблюдаемому. В этом случае имеются четыре свободных параметра — потоки в максимумах и полуширины распределений. С течением времени эти параметры сильно меняются, причем они оказываются взаимозависимыми. Двухкомпонентного представления, выбиравшегося первоначально из соображений простоты, далеко не всегда достаточно; приходится вводить третий компонент и, соответственно, еще два параметра [6, 11, 20]. При малом разрешении бывает достаточно однокомпонентного представления с меняющимися параметрами. Таким образом, при существующем положении трудно говорить с уверенностью о движениях отдельных источников со «сверхсветовыми» скоростями, и следует считать установленным

лишь очень быстрое — формально со скоростью, превосходящей c , с точки зрения наблюдателя — увеличение размеров области свечения, имеющей сложное и непостоянное распределение яркости [7].

Для объяснения наблюдаемого поведения радиоизлучающих структур на очень малых расстояниях от ядра активной галактики нужно принять во внимание запутанность магнитного поля и, соответственно, существование в тех же масштабах больших градиентов поля. Когда пучок эжекторов релятивистских электронов переходит из области слабого в область сильного поля, то излучение, создаваемое этими электронами, возрастает. При надлежащей геометрии поля может происходить увеличение размеров области усиленного излучения со скоростью, гораздо большей, чем скорость движения пучка. Чтобы продемонстрировать это обстоятельство, ограничимся плоским распределением эжекторов и будем считать, что луч зрения лежит в той же плоскости. Пусть на пути пучка в этой же

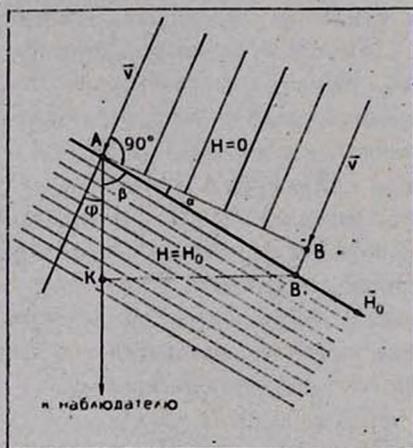


Рис. 1. Схематическое представление вхождения пучка эжекторов в область, занятую магнитным полем. $AB = l$; $AB_1 = l_1$.

плоскости располагается магнитная трубка — для простоты примем ее участок прямолинейным. Скорость эжекторов равна v , угол между v и лучом зрения — φ и угол между направлением магнитной трубки и скоростью обозначим $90^\circ + \alpha$ ($\alpha > 0$). Размер сечения пучка равен l (см. рис. 1). Имеем:

$$BB_1 = l \operatorname{tg} \alpha = v \Delta t, \quad (1)$$

так как эжектор, находящийся на краю B пучка достигает магнитной трубки спустя время Δt после того, как ее достиг эжектор в точке A . Из (1) следует:

$$l_1 = \frac{l}{\cos \alpha}; \quad \Delta t = \frac{l \operatorname{tg} \alpha}{v}. \quad (2)$$

Видимый сигнал распространяется по линии KB_1 за время меньшее, чем Δt , так как излучению нужно время, чтобы из точки A достичь K . Поэтому наблюдаемая скорость сигнала v_* выражается соотношением:

$$v_* = \frac{l_1 \sin \beta}{\Delta t - \frac{l_1 \cos \beta}{c}}. \quad (3)$$

Учитывая (2) и равенство

$$\beta = 90^\circ - (\varphi + \alpha),$$

получаем для v_* выражение:

$$v_* = \frac{\cos(\varphi + \alpha) \cos \alpha}{\frac{\sin \alpha}{v} - \frac{\sin(\varphi + \alpha)}{c}}. \quad (4)$$

Записав (4) в виде

$$v_* = \frac{c}{\frac{c}{v} \operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg}(\varphi + \alpha)}, \quad (4')$$

получаем, что при значениях σ , удовлетворяющих неравенствам

$$-1 < \frac{(c/v) \sin \alpha - \sin(\varphi + \alpha)}{\cos \alpha \cos(\varphi + \alpha)} < 1, \quad (5)$$

скорость v_* превосходит c . Когда $(c/v) \sin \alpha - \sin(\varphi + \alpha) > 0$, сигнал должен распространяться от K к B_1 , то есть в направлении на источник выброса пучков. Если же $(c/v) \sin \alpha - \sin(\varphi + \alpha) < 0$, то сверхсветовой сигнал движется от B_1 к K , то есть в направлении струи, образованной летящими эжекторами. При условии $v \ll c$ сверхсветовая скорость сигнала возникает, если имеет место второй из указанных случаев, в более широком интервале значений φ , чем для первого случая. Таким образом „сверхсветовое“ расширение должно происходить преимущественно в противоположную от центра выброса сторону.

4. Структура расширяющихся источников излучения. Приведенная выше схема, демонстрирующая возможность видимых «сверхсветовых» скоростей, не применима непосредственно для интерпретации наблюдений.

Пучок эжекторов обладает пространственной структурой и, соответственно, распределение яркости в создаваемом им источнике свечения зависит от нее, а также от геометрии магнитного поля. «Сверхсветовые» скорости обычно определяют по смещению максимума яркости, но для схемы, представленной на рис. 1, максимум, находящийся в А или в В, неподвижен. Однако даже для простой модели — с эжекторами, распределенными равномерно в круге, — положение иное. Для простоты предположим, что $\varphi = 0$, а скорость пучка лежит в плоскости, образованной осью магнитной трубки и лучом зрения. При таких предположениях можно использовать рассмотренную схему с заданием плотности эжекторов вдоль линии АВ в виде

$$n \sim \sqrt{x-x^2}.$$

Здесь x — расстояние вдоль АВ (в единицах l) от А. К моменту t сигнал доходит до точки $x_1 = v_* t$. Учитывая, что чем раньше эжекторы входят в магнитное поле, тем больший путь они пройдут в нем к моменту t и тем больше будет излучающий объем, для распределения яркости I имеем:

$$I \sim (x_1 - x) \sqrt{x-x^2} \quad (0 \leq x \leq x_1 \leq 1). \quad (6)$$

Это распределение имеет максимум в точке

$$x_m = \frac{3 + 2x_1 - \sqrt{4x_1^2 - 4x_1 + 9}}{8}, \quad (7)$$

который смещается со временем от $x_m = 0$ до $x_m = 1/4$. Таким образом, даже в крайне упрощенной модели получается движущийся «узел» (как принято называть место повышенной яркости). При усложнении пространственной модели пучка можно получить и более сложное распределение яркости — с двумя и более максимумами. Однако сейчас нецелесообразно заниматься подбором моделей пучков, поскольку в формировании профиля яркости участвуют еще трудно учитываемые факторы — структура магнитного поля, высвечивание релятивистских электронов, их первоначальный спектр и т. д. С эффектом высвечивания, по-видимому, связаны некоторые особенности структуры выброса в «сверхсветовом» источнике ЗС 345.

В струевидном выбросе у этого источника время от времени появляются узлы, движущиеся со «сверхсветовой» скоростью, причем время жизни узла зависит от длины волны, на которой производятся наблюдения. При $\lambda = 2.8$ см время жизни — один год, а на волне $\lambda = 6.0$ см тот же узел существует около трех лет [22]. Между появлением очередных узлов и скачками в величине общего потока излучения связи не обнаружено. Если появление узла происходит в результате усилившегося свечения ре-

лятивистских электронов при попадании эжекторов в более сильное поле, а исчезновение его обусловлено потерей энергии тех же электронов, то зависимость времени жизни узла от длины волны вызвана высвечиванием релятивистских электронов. Более энергичные электроны высвечиваются быстрее. Оценим напряженность поля посредством формулы, дающей время высвечивания τ :

$$\tau \approx 500 E^{-1} H^{-2} \text{ с}, \quad (8)$$

и другой формулы, определяющей эффективную частоту излучения ν_c :

$$\nu_c \approx 6 \cdot 10^{18} E^2 H \text{ с}^{-1}, \quad (9)$$

где E — энергия электронов, ответственных за излучение в данной частоте. Из (8) и (9) находим, что $H \approx 0.5$ Гс. Сравним эту оценку с получаемыми другим путем.

Расстояния излучающих областей от активного ядра и размеры выбросов оцениваются из наблюдений. Обычно принимают, что радиус ядра не превосходит 10^{16} см. При $r \approx 10^{16}$ см значение $H > 100$ Гс [15]. Протяженность области «сверхсветовых» движений порядка 5—10 пс. Если угол раствора пучка эжекторов в рассматриваемом масштабе такой же, как и конической струи, имеющей длину в десятки кпс, то он должен составлять 0.1—0.2 радиана. Тогда расстояние области «сверхсветовых» движений от ядра получается равным 50—100 пс, а проекция выброса на небесную сферу — в среднем около 20 пс. При $z \approx 0.1$ такие длины соответствуют видимым размерам в несколько миллисекунд. Оценки напряженности магнитного поля на расстояниях в десятки парсек от ядра приводят к значениям $H = 0.01$ —0.04 Гс [4]. Из сопоставления приведенных оценок напряженности поля следует, что зависимость H от расстояния близка к ожидаемой по теории ($H \sim 1/r$) [21]. Значение напряженности поля в узлах выброса ЗС 345, полученное выше, оказывается более чем на порядок превосходящим то, которое должно иметь место по указанной зависимости. Это согласуется с предположением о попадании эжекторов в область сильного поля как причине усиленного свечения выброса. Заметим, что при непрерывном испускании релятивистских электронов размер области сильного поля, обуславливающего свечение узлов выброса в ЗС 345, должен быть менее парсека — в противном случае свечение следа, оставляемого эжекторами, продолжалось бы дольше.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POSSIBLE INTERPRETATION OF "SUPERLUMINAL" VELOCITIES IN RADIOGALAXIES

V. G. GORBATSKY

As it was shown in the earlier paper [13], jets from active nucleus of radiogalaxy may be created by some ejectors of relativistic electrons moving from the nucleus. A conclusion may be made on the basis of observational data that magnetic field in the vicinity of an active nucleus is tangled and highly inhomogeneous. If magnetic field gradient is strong enough and its direction nearly coincides with the velocity of "bunches" of ejectors the phenomenon is possibly of "superluminal" motion (from the point of view of the observer) of bright "knots" in jet-like structure near the nucleus.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. K. Miley, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 18, 165, 1981.
2. T. J. Pearson, A. C. S. Readhead, *Ap. J.*, 248, 61, 1981.
3. R. Linfield, *Ap. J.*, 244, 435, 1981.
4. R. Linfield, *Ap. J.*, 254, 465, 1982.
5. W. J. Jägers, W. J. M. van Breugel, G. K. Miley, R. T. Schiltz, R. G. Conway, *Astron. Astrophys.*, 105, 278, 1982.
6. G. A. Selsstad, M. H. Cohen, R. P. Linfield, A. T. Moffet, J. D. Romney, R. T. Schiltz, D. B. Shaffer, *Ap. J.*, 229, 53, 1979.
7. J. Schram, I. I. K. Pauliny-Toth, A. Witzel, K. I. Kellermann, K. J. Johnston, J. H. Spencer, *Ap. J.*, 251, L57, 1981.
8. D. B. Schaffer, M. H. Cohen, J. D. Romney, R. T. Schiltz, K. I. Kellermann, G. W. Swenson Jr., J. L. Yen, R. Rinehart, *Ap. J.*, 201, 256, 1975.
9. M. N. Cohen, A. T. Moffet, J. D. Romney, R. T. Schiltz, D. B. Shaffer, K. I. Kellermann, G. H. Purcell, G. Goye, G. W. Swenson Jr., J. L. Yen, I. I. K. Pauliny-Toth, E. Preuss, A. Witzel, C. Graham, *Ap. J.*, 201, 249, 1975.
10. R. D. Blandford, C. D. McKee, M. J. Rees, *Nature*, 287, 211, 1977.
11. A. P. Marscher, J. J. Broderick, *Ap. J.*, 255, L11, 1982.
12. M. H. Cohen, *Nature*, 263, 405, 1977.
13. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 17, 273, 1981.
14. L. Rudnick, T. W. Jones, *Ap. J.*, 255, 39, 1982.
15. J. N. Bregman, A. E. Glassgold, P. G. J. Haggins, J. T. Huggins, J. T. Pollock, A. J. Pica, A. G. Smith, J. R. Webb, W. H.-M. Ku, R. J. Rudy, P. D. Le Van, P. M. Williams, P. W. J. L. Brandt, G. Neugebauer, T. J. Balonek, W. A. Dent, H. O. Aller, M. F. Aller, P. E. Hodge, *Ap. J.*, 253, 19, 1982.
16. C. D. Impers, P. W. J. L. Brandt, *M. N. RAS*, 198, 1, 1982.
17. C. D. Schmidt, B. L. Peterson, *Ap. J.*, 226, L 31, 1978.
18. R. A. Perley, A. C. Willis, A. H. Bridle, *Ap. J.*, 237, 418, 1980.
19. В. А. Амбарцумян, *Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук*, 11, № 5, 9, 1958.
20. R. T. Schiltz, M. H. Cohen, J. D. Romney, D. B. Shaffer, K. I. Kellermann, G. W. Swenson Jr., J. L. Yen, R. Rinehart, *Ap. J.*, 201, 263, 1975.
21. R. C. Blandford, M. J. Rees, *M. N. RAS*, 169, 395, 1974.
22. S. C. Unwin, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 14, № 1.44.03, 1982.