

УДК: 524.64—6

О ХАРАКТЕРЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ
АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 31 июля 1984

Рассматривается наблюдаемая быстрая переменность рентгеновского излучения активных ядер. На основе гипотезы о выбрасывании источников релятивистских электронов из активного ядра [1] оценены напряженность магнитного поля и концентрация релятивистских электронов в области вспышки.

1. Выбросы из активных ядер галактик все сильнее привлекают к себе внимание как наблюдателей, так и теоретиков. По мере накопления наблюдательных данных — особенно о ближайших галактиках с активными ядрами, таких, как NGC 5128 (Cep A) и M 87 (Vir A) — возрастают трудности объяснения структуры выбросов на основе традиционных моделей, в частности, модели релятивистских струй или выброса плазматических оболочек. В связи с этим целесообразно искать другие схемы, способные объяснить имеющуюся совокупность наблюдательных данных и, вместе с тем, не претендующих на полное объяснение природы выбросов, которое сейчас вряд ли возможно. Одна из таких схем, выдвинутая на основе гипотезы о выбрасывании из ядра галактики эжекторов релятивистских электронов [1], рассматривалась в работах [2, 3]. В данной заметке показано, что последние данные о структуре выброса из ядра Cep A [4] в сочетании с результатами наблюдений очень быстрой переменности активных ядер в оптическом и рентгеновском диапазонах естественно укладываются в рамки представлений о структуре струй развитых в работе [2].

2. Наблюдаемый выброс из ядра Cep A (как и у Vir A) состоит из отдельных пиков излучения («узлов» или «горячих пятен»). Пики рентгеновского, оптического и радиоизлучений полностью пространственно совпадают. Оптическое излучение от узлов сильно поляризовано (радиоизлучение в меньшей степени, вероятно из-за деполяризации в окружающей плазме) и это свидетельствует о синхротронной природе оптического излучения. В [4] приводятся убедительные доводы в пользу того, что все излучение —

от рентгеновского до радиодиапазона — создается синхротронным механизмом при лоренц-факторе электронов около 10^8 и поле напряженностью 60 микрогаусс. Существенным обстоятельством является очень малое время жизни релятивистских электронов — около 50 лет. Поскольку размеры узла превосходят 500 парсек, электроны должны генерироваться независимо в разных областях узла.

Почти у всех активных ядер с достаточно большой рентгеновской светимостью ($L_x \approx 10^{43} \div 10^{46}$ эрг с^{-1}) есть переменность рентгеновского излучения, причем в области 2—20 КэВ амплитуда переменности $\Delta L_x \approx L_x$, а характерное время $\Delta t = 0.5 - 5^d$ [5]. Энергия вспышек составляет $10^{47} - 10^{50}$ эрг, а может быть и значительно больше, так как у некоторых источников отмечены вспышки в области энергий ≈ 1 МэВ [6]. Вместе с тем есть данные о быстрой переменности в оптическом и радиодиапазонах — с тем же характерным временем, но с меньшей амплитудой. Заметим, что для далеких галактик пока нет оснований считать рентгеновские и оптические вспышки протекающими синхронно.

Время нарастания излучения при вспышке Δt_0 бывает крайне коротким, у галактики NGC 4151 (тип Sy 1) наблюдались вспышки с Δt_0 порядка $10^2 \div 10^3$ с. Спектры излучения при вспышках иногда плоские ($\alpha \approx 0$) и даже с инверсией ($\alpha < 0$).

В работе [7] указывается, что излучение при вспышках может быть вызвано внезапным возрастанием количества излучающих частиц, за которым следует быстрое расширение области их содержания. Исходя из этого предположения, ниже мы попытаемся оценить напряженность магнитного поля и концентрацию релятивистских электронов в области вспышки.

3. Будем считать, что в области с однородным магнитным полем возникает моноэнергетический пучок («облако») релятивистских электронов с распределением по энергиям, описываемым выражением

$$N(E) = N(E_0) \delta(E - E_0). \quad (1)$$

Верхняя граница размеров области R_0 определяется соотношением

$$R_0 \leq c \Delta t_0. \quad (2)$$

На синхротронное излучение из указанной области расходуется некоторая доля η энергии пучка

$$E_{\text{изл}} = \eta N_0 E_0. \quad (3)$$

При наличии электронов достаточно высокой энергии и большой плотности фотонов — в частности, синхротронного происхождения — возможен ряд вторичных процессов, приводящих к образованию γ -излучения.

Расчет соответствующих каскадных переходов энергии показал, что величина η может быть и существенно меньшей единицы [18].

Значение $E_{изл}$ определяется по очевидной формуле

$$E_{изл} = N_0 \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\infty} \varepsilon_\nu d\nu, \quad (4)$$

где излучательная способность одного электрона ε_ν находится из выражения [9]:

$$\varepsilon_\nu = 1.87 \cdot 10^{-23} H \sin \psi F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right). \quad (5)$$

Здесь $\nu_c = 0.3 \nu_{max}$ и ν_{max} — частота, соответствующая максимуму интенсивности излучения

$$\nu_{max} = 6.27 \cdot 10^{18} E_0^2 H \sin \psi, \quad (6)$$

ψ — угол между направлением поля и лучом зрения. Функция $F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$ при $\nu < \nu_c$ меняется медленно, а со стороны больших ν имеет резкий обрыв. Для грубых оценок можно записать (4) в виде (считая $\sin \psi = 1/2$)

$$10^{-23} H \Delta \nu \cdot \Delta t \left\langle F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \right\rangle = \eta E_0. \quad (7)$$

Среднее значение $\left\langle F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \right\rangle \approx 0.2$, а для $\Delta \nu$ можно воспользоваться приближением $\Delta \nu \approx \nu_{max}$ и, соответственно, формулой (6). Тогда для H имеем выражение

$$H^2 E_0 \approx \frac{10^4}{\Delta t} \eta, \quad (8)$$

которое практически совпадает с известной формулой для времени высвечивания релятивистских электронов t_1 , если принять его равным Δt .

4. Из наблюдений известны лишь $\eta N_0 E_0$ и Δt , а неизвестных величин (помимо η) три — H , N_0 , E_0 . Для оценок сделаем существенное допущение о том, что процесс образования релятивистских электронов одинаков как в узлах выброса, так и вблизи активного ядра и поэтому лоренц-фактор имеет одно и то же значение: $E_0 \approx 10^3 m_e c^2$. Тогда при $\Delta t \approx 10^4 + 10^3$ с и $E_0 \approx 10^3$ эрг получаем $H \approx 0.1 \div 1$ Гс.

Величина энергии магнитного поля в той области, где возникло облако электронов, мала по сравнению с энергией электронов. Записывая отношение этих энергий q в виде

$$q \approx \frac{H^2 c^3 (\Delta t_0)^3}{8\pi N_0 E_0}, \quad (9)$$

находим при $N_0 E_0 \approx 10^{19} + 10^{20}$ эрг и $\Delta t_0 \approx 10^3$ с, что $q \approx 10^{-10}$, так что ни о каком равномерном распределении энергии в этом случае не может быть и речи. Не является эффективным и механизм ускорения частиц Ферми, при котором скорость изменения энергии определяется уравнением

$$\frac{dE}{dt} \approx 4 \cdot 10^{-4} \frac{H^2}{8\pi} E. \quad (10)$$

Характерное время ускорения оказывается гораздо большим, чем Δt_0 .

Концентрация релятивистских электронов n_r (при принятом значении E_0) равна

$$n_r \approx \frac{N_0}{c^3 (\Delta t_0)^3} \approx 10^9 + 10^7 \text{ см}^{-3}. \quad (11)$$

Поскольку рентгеновское излучение тепловой плазмы в области размером R_0 до вспышки было малым по сравнению с излучением пучка

$$10^{-23} n_r \Delta v \cdot H \gg 10^{-27} n^2 T^{1/2}, \quad (12)$$

то при температуре плазмы $T \approx 10^3$ К получаем

$$\frac{n_r}{n} \gg 10^{-7}. \quad (13)$$

К концу вспышки вследствие расширения облака значение n_r должно сильно уменьшиться.

Если величина магнитного поля в выбросе из ядра Cep A меняется обратно пропорционально расстоянию от ядра, то значение H порядка 1 Гс должно достигаться на расстояниях на четыре-пять порядков меньших, чем расстояние до узлов, то есть на 0.1—1 пс — вне «центральной машины».

В заключение отметим, что механизм быстрого образования релятивистских электронов остается не выясненным как в рассматриваемой схеме выбросов, так и в других моделях, предполагающих выбрасывание «готовой» релятивистской плазмы из ядра. Для его выяснения необходимы дальнейшие наблюдения ядерной активности галактик.

ON THE NATURE OF VARIABILITY OF RADIATION
FROM ACTIVE GALACTIC NUCLEI

V. G. GORBATSKY

Observed fast variability of X-ray radiation from active nuclei is considered. Assuming the hypothesis of ejection of relativistic electron emitters from active nucleus [1] the strenght of the magnetic field and relativistic electron density in the flare region are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ-мат. наук 11, № 59, 9, 1958.
2. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 17, 284, 1981.
3. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 19, 257, 1983.
4. J. O. Burns, E. D. Feigelson, E. J. Schreier, Ap. J., 273, 128, 1983.
5. M. Marshall, R. S. Warwick, K. H. Pounds, M. N. RAS, 194, 987, 1981.
6. V. V. Schönfelder, Nature, 274, 345, 1978.
7. B. Dennison, J. J. Condon, Ap. J., 246, 91, 1981.
8. Ф. А. Азаронян, В. В. Варданян, В. Г. Кириллов-Узрюмов, Астрофизика, 20, 223, 1984.
9. А. Пахольчик, Радиоастрофизика, Мир, М., 1973.