

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЖЕТОВ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР НА РАННИХ СТАДИЯХ ЭВОЛЮЦИИ

(CHARACTERISTICS OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI JET RADIATION IN EARLY EVOLUTION STAGES)

А. Л. Поплавский, О. П. Кузнечик, Н. И. Стетюкевич

*Обсерватория Белорусского государственного университета
4 пр-т Независимости, 220030 Минск, Беларусь
E-mail: poplavsky@rambler.ru*

Abstract. Integral and spectral characteristics of active galactic nuclei jets in their early propagation stages are simulated. We analyze two main mechanisms of jet emission: synchrotron emission in the inner regions of jet and Compton scattering of background photons and photons of surrounding sources by jet particles in outer regions. We show only these two mechanisms of jet emission provide the total jet luminosity. Synchrotron emission are effective mainly in radio band of spectrum, Compton one — in hard X-rays and Gamma-rays.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее загадочных и менее всего изученных проявлений активности черных дыр являются струйные выбросы плазмы (джеты). Подобные структуры в настоящее время наблюдаются у целого ряда астрофизических объектов: активные галактические ядра [1], микроквазары, протозвезды и протопланетные туманности. Джеты активных галактических ядер являются самыми энергетически мощными и обладают характеристиками, исключительными с точки зрения современной физики. В настоящее время существует много данных наблюдений структуры джетов, полученных с помощью крупнейших наземных оптических и радиотелескопов, Космического телескопа им. Хаббла и космических рентгеновских и гамма-обсерваторий [1,2]. Однако физика этого явления до сих пор остается

непонятой и неизученной. В данной работе мы строим модель излучения джетов в рамках синхротронного и комптоновского механизмов.

2. СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

При движении джета в межгалактической среде частицы окружающей плазмы будут двигаться относительно него с ультрарелятивистскими скоростями. При этом интенсивность их суммарного излучения на расстоянии r от оси джета [3]

$$I_{\nu, \theta} \propto B_{\varphi}^2(r) \cos \theta, \quad (1)$$

где θ — угол в плоскости перпендикулярной оси джета между лучом зрения и точкой излучения. Можно записать следующее интегральное соотношение:

$$I_{\nu}(y) = 2 \int_{R_j}^{\sqrt{R_0^2 - y^2}} B_{\varphi}^2(\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{R_0} dx, \quad (2)$$

где R_0 — условно внешний радиус излучающей области, $\cos \theta = \sqrt{x^2 + y^2}/R_0$. Интеграл (2) имеет аналитическое решение:

$$I_{\nu}(y) = \frac{K}{R_0} \left[\operatorname{arcsinh} \left(\frac{\sqrt{R_0^2 - y^2}}{|y|} \right) - \operatorname{arcsinh} \left(\frac{R_0}{|y|} \right) \right], \quad (3)$$

где K — постоянная, определяемая экспериментально. На рис. 1 представлено модельное распределение нормированной интенсивности синхротронного излучения плазмы, окружающей джет. Луч зрения на рисунке перпендикулярен прямой джета.

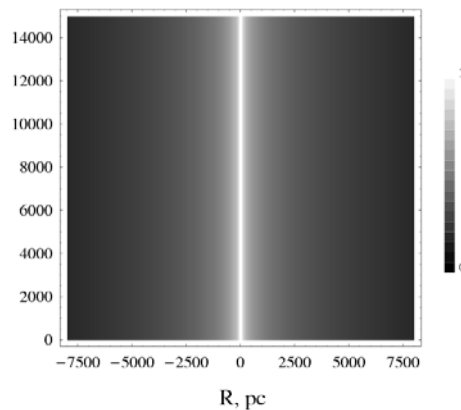


Рис. 1. Модельное двухмерное распределение нормированной интенсивности синхротронного излучения джета в перпендикулярной к его оси плоскости. Шкала интенсивности — линейная.

При построении данного распределения, величина внешнего радиуса принималась равной $R_0 = 12,5$ кпк (радиус Галактики). Сходство полученных модельных результатов с наблюдаемым излучением джетов в радио, рентгеновском, гамма-, ультрафиолетовом и оптическом диапазонах позволяют сделать заключение о правильности модели синхротронного излучения и подбора параметров.

2. ОБРАТНЫЙ ЭФФЕКТ КОМПТОНА

Рассмотрим излучение джета вследствие рассеяния квантов реликтового излучения на его релятивистских электронах. Пусть направления скоростей реликтовых квантов распределены изотропно и ε_0 — их начальная энергия. Тогда энергия рассеянных квантов [4]

$$\varepsilon_{sc} = \frac{4}{3} \varepsilon_0 \frac{K}{mc^2} = \frac{4}{3} \varepsilon_0 (\Gamma - 1), \quad (4)$$

$K = mc^2(\Gamma - 1)$ — кинетическая энергия электронов джета. Рекуррентное выражение для фактора Лоренца имеет вид:

$$\Gamma_{k\delta h} = \Gamma_{(k-1)\delta h} - \frac{4\varepsilon_0}{3mc^2} \Gamma_{(k-1)\delta h} + \frac{7\varepsilon_0}{3mc^2}. \quad (5)$$

Из (4) и (5) следует

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 \left(1 - \frac{4\varepsilon_0}{3mc^2}\right)^{ct/2R_h} + \frac{7\varepsilon_0}{3mc^2 \ln\left(1 - \frac{4\varepsilon_0}{3mc^2}\right)} \left[\left(1 - \frac{4\varepsilon_0}{3mc^2}\right)^{ct/2R_h} - 1 \right]. \quad (6)$$

С учетом малости выражения под логарифмом, (6) переписывается в виде

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 \left(1 - \frac{4\varepsilon_0}{3mc^2}\right)^{ct/2R_h} + \frac{7}{4} \left[1 - \left(1 - \frac{4\varepsilon_0}{3mc^2}\right)^{ct/2R_h} \right]. \quad (7)$$

С помощью полученных выражений, рассчитаем энергетические потери электрона. Рассматривались два вида источников фотонов. Первый — непосредственно реликтовый фон [5], второй — абсолютно черное тело с температурой $T = 10^6$ К.

Учитывая, что современный возраст Вселенной составляет $ct/(2R_h) \approx 10^{15}$ (а возраст типичного джета — на три порядка меньше), приходим к неизбежному выводу об отсутствии влияния комптоновских потерь на скорость джета. Однако обратный эффект Комптона может оказать значительное влияние на излучательные характеристики джета. Рассчитаем спектр фотонов после их диффузии в потоке электронов джета [4]:

$$\frac{\partial N}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[x^4 \left(\frac{\partial N}{\partial x} + N + N^2 \right) \right], \quad (8)$$

где $x = \hbar\omega / kT_e$, $y = ukT_e / (m_e c^2)$, $u = nc\sigma_T t$, $\sigma_T = (8\pi/2)e^4 / (m_e c^2)^2$, N – число фотонов на одну моду, n – концентрация электронов, T_e – электронная температура. Вследствие однородности задачи можно рассматривать только стационарные решения:

$$N(x) = -4ye^{-x} + 4e^{-x} Ei(x) - 4 \ln x. \quad (9)$$

Полученное выражение является спектром излучения джета вследствие обратного эффекта Комптона (рис. 2).

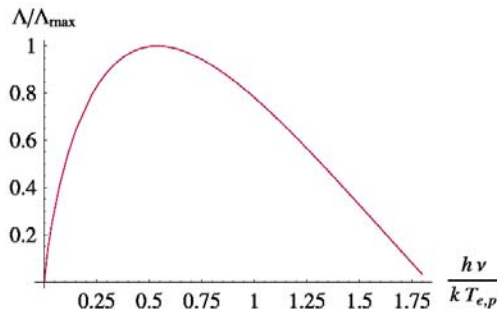


Рис. 2. Спектр излучения джета, образующийся вследствие рассеяния квантов реликтового излучения со средней равновесной температурой $\langle T \rangle \approx T_{eff0} = 2,7$ К на ультррелятивистских электронах (обратный эффект Комптона).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует отметить, что несмотря на значительную энергию квантов комптоновского излучения, лежащую в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне электромагнитного спектра, само излучение, в отличие от синхротронного, локализовано в очень узком цилиндре, радиус которого равен радиусу джета. В настоящее время это должно служить препятствием для его непосредственного наблюдения с помощью внеатмосферных обсерваторий, т.к. такой размер лежит за пределами разрешающей способности современных рентгеновских и гамма-телескопов.

Результаты данной работы следующие. Рассчитаны интегральные и спектральные характеристики излучения джетов. Рассмотрены два механизма излучения: синхротронный в области $r > R_j$ и комптоновское рассеяние квантов реликтового излучения $r < R_j$. Показано, что только эти механизмы обеспечивают полную светимость джетов: синхротронное излучение — в основном в радиодиапазоне, комптоновский механизм — в жесткой рентгеновской и гамма-диапазонах спектра.

ЛІТЕРАТУРА

1. A.H. Bridle, *Astron. J.* **108**, 766 (1994).
2. D.A. Schwartz et al., Preprint astro-ph/0306317, (2003).
3. A.L Poplavsky, Dynamics of AGN Jets and Structure of Supermassive Black Hole Magnetospheres. MS Thesis, Belarusian State University, Minsk, Belarus, section 3.2 (2005).
4. A.L Poplavsky, N.I. Stetyukevich, O.P. Kuznechik, in Proceedings of the V Symposium PDP-2004, V.S. Burakov, A.F. Chernyanskii eds, p. 48 (2004).
5. M.V. Zombeck, *Handbook of Astronomy and Astrophysics*. Second Edition. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, (1990).