

УДК 523.84

АККРЕЦИЯ ВЕЩЕСТВА НА СВЕРХМАССИВНЫЕ
ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ И РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
ЯДЕР АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

А. С. ЗЕНЦОВА

Поступила 31 мая 1979

Принята к печати 6 июня 1980

Рентгеновское излучение квазаров и ядер сейфертовских галактик получает объяснение в рамках двухтемпературной модели дисковой аккреции на сверхмассивную черную дыру. В этой модели внутренняя область диска прозрачна по истинному поглощению, давление в ней определяется веществом, электронная температура $\sim 5 \cdot 10^8$ К и ионная температура в $\sim 10^3$ раз выше. Рентгеновское излучение образуется во внутренней области диска при комптонизации мягкого излучения, источником которого является внешняя область диска. В диапазоне 1—60 кэВ модель предсказывает степенной спектр излучения с показателем $\gamma = 1$, который близок к среднему спектральному индексу рентгеновского излучения ядер активных галактик.

Рентгеновское излучение (X-излучение) квазаров и ядер сейфертовских галактик является одним из признаков их активности. Светимость квазаров L_x в диапазоне 2—10 кэВ составляет $10^{45} \div 10^{46}$ эрг/с, ядер сейфертовских галактик — $L_x = 10^{43} \div 10^{45}$ эрг/с [1—4]. Спектр излучения этих объектов в указанном диапазоне близок к степенному с показателем спектра $\gamma' = 1.5 \div 2.0$ (по числу квантов). Светимость объектов в рентгеновском диапазоне L_x обычно не превосходит их оптическую светимость L_{opt} , однако в последнее время обнаружены сейфертовские галактики и квазары, у которых основная доля энергии излучается в рентгеновском диапазоне: $L_x/L_{opt} = 7 \div 10$ [4]. X-излучение обнаружено также у некоторых радиогалактик.

Весьма важным представляется открытие группой Джаккони [5] вспышек X-излучения с длительностью $\tau \sim 700$ секунд у ядра сейфертов-

ской галактики NGC 4151. Вариации X-излучения с характерным временем $\tau \sim 700$ с устанавливают верхний предел размера области, излучающей X-лучи, $R \lesssim 2 \cdot 10^{13}$ см и массы источника $M \lesssim 2 \cdot 10^3 M_{\odot}$.

Для интерпретации X-излучения некоторых активных галактик привлекают синхротронно-комптоновскую модель [6]. Согласно этой модели X-излучение объекта образуется при обратном комптоновском рассеянии синхротронного излучения радиодиапазона на релятивистских электронах. Модель [6] предсказывает наличие корреляции между радиосветимостью и рентгеновской светимостью источников. Она обнаружена у радиогалактик, излучающих X-лучи, но не обнаружена у сейфертовских галактик [4]. В соответствии с этим считают, что модель [6] описывает процессы, ответственные за формирование нетеплового излучения радиогалактик [7], возможность же ее применения для интерпретации X-излучения сейфертовских галактик и квазаров ставится под сомнение [8].

В предлагаемой работе рассматривается возможность объяснения X-излучения ядер сейфертовских галактик и квазаров в двухтемпературной модели аккреционного диска вокруг сверхмассивной черной дыры.

Для сверхмассивной черной дыры с массой $M = 10^6 - 10^8 M_{\odot}$ стандартная теория дисковой аккреции [9] предсказывает низкую поверхностную температуру вещества в диске. Вблизи внутренней границы диска $R = 4R_g$ она равна

$$T_0 \approx 10^5 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{cr}} \right)^{1/4} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \text{ К},$$

где \dot{M}_{cr} — скорость аккреции, при которой полное энергосодержание в диске равно предельной эддингтоновской светимости, $L_c = 10^{46} \times \times (M/10^8 M_{\odot})$ эрг/с. Максимум в спектре излучения диска приходится на частоту

$$\nu_{\max} \approx 10^{16} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{cr}} \right)^{1/4} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \text{ Гц},$$

которая соответствует оптической и ультрафиолетовой областям спектра. При $h\nu > kT_0 \approx 10$ эВ спектр излучения спадает экспоненциально [9]. Таким образом, стандартная теория дисковой аккреции не позволяет объяснить рентгеновское излучение активных галактик.

В стандартной теории дисковой аккреции [9] для диска вокруг сверхмассивной черной дыры отношение давления излучения к газовому гораздо выше, чем при аккреции на черную дыру звездной массы. Внутренняя область диска, в которой преобладает давление излучения, неустойчива относительно вековой неустойчивости [10]. Это приводит к расширению диска в направлении, перпендикулярном его плоскости, которое переводит аккрецию в новый режим: диск становится оптически тонким по

истинному поглощению [10]. В этом режиме аккреции температура ионов превосходит температуру электронов $T_i > T_e$, и всюду в диске давление определяется веществом $P_g \gg P_r$. Модель двухтемпературного диска вокруг черной дыры звездной массы построена в работе [11].

Рассмотрим двухтемпературный аккреционный диск вокруг сверхмассивной черной дыры. В нем ионная и электронная температуры могут быть весьма велики, причем $T_i > T_e$, и ограничены сверху величиной

$$T_e < T_i \lesssim \frac{GMm_p}{kR_0} = \frac{1}{6} \frac{m_p c^2}{k} = 2 \cdot 10^{10} \text{ К},$$

где $R_0 = 3R_g = 6GM/c^2$ — радиус внутренней границы диска вокруг статической черной дыры (метрика Шварцшильда) с массой M . Будем считать, что всюду в диске выполнено условие: его полутолщина z_0 много меньше расстояния до коллапсара R . Вещество в диске вращается приблизительно по кеплеровским орбитам: $v_\phi = (GM/R)^{1/2}$. В стационарном режиме структура диска определяется из следующих уравнений [11]:

- 1) уравнения гидростатического равновесия,

$$\frac{P}{z_0} = \rho \frac{GM}{R^3} z_0, \quad (1)$$

- 2) уравнения сохранения углового момента,

$$4\pi z_0 P R^{3/2} = (GM)^{1/2} \dot{M} \Phi, \quad \Phi = 1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

- 3) уравнения состояния газа,

$$P = \frac{\rho k (T_i + T_e)}{m_p}, \quad (3)$$

- 4) уравнения энергетического баланса для протонов,

$$\frac{F}{z_0} = \frac{3}{2} \frac{v_{Ei} \rho k (T_i - T_e)}{m_p}, \quad (4)$$

- 5) уравнения энергетического баланса для электронов

$$\frac{3}{2} \frac{v_{Ee} \rho k (T_i - T_e)}{m_p} = \bar{\Lambda}(\rho, T_e), \quad (5)$$

где P , ρ , T_i , T_e , v_ϕ и α — давление, плотность, ионная и электронная температуры, радиальная скорость движения вещества ($v_r \ll v_\phi$) и параметр, характеризующий эффективность механизма передачи углового момента в диске,

$$F(R) = \frac{3}{8\pi} \frac{GM}{R^2} M\Phi \quad (6)$$

— поток энергии с единицы поверхности диска, $M = 4\pi r z_0 v$, R — поток массы на черную дыру, $v_E \simeq 2 \cdot 10^{21} \Lambda \rho T_e^{-3/2}$ — частота электрон-ионных столкновений, Λ — кулоновский логарифм, $\bar{\Lambda}(\rho, T_e)$ — скорость потери энергии в единице объема. Потеря энергии обусловлена охлаждением среды вследствие обратного комптон-эффекта на мягких фотонах и излучением при свободно-свободных переходах. Если доминирует комптоновский механизм, то

$$\bar{\Lambda}_c(\rho, T_e) = \left(\frac{4kT_e}{m_e c^2} \right) \frac{\rho}{m_p} \sigma_T U_r c \simeq 10^{-7} P U_r \text{ эрг/см}^3 \text{ с}, \quad kT_e \ll m_e c^2, \quad (7)$$

где σ_T — томсоновское сечение, U_r — плотность энергии излучения. Если преобладают тормозные процессы, то

$$\bar{\Lambda}_{ff}(\rho, T_e) = 5 \cdot 10^{20} \rho^2 T_e^{1/2} \text{ эрг/см}^3 \text{ с}, \quad kT_e \ll m_e c^2. \quad (8)$$

Если во внутренней части диска преобладает комптоновское охлаждение, то из уравнений (4), (5) и (7) получим

$$\frac{F}{z_0} = \left(\frac{4kT_e}{m_e c^2} \right) \frac{\rho}{m_p} \sigma_T U_r c, \quad (9)$$

где $U_r \simeq (F/c) \max(1, \tau_T)$ — плотность энергии излучения в диске, $\tau_T = \sigma_T \rho z_0 / m_p$ — оптическая толщина диска по томсоновскому рассеянию. Уравнение (9) отвечает „ненасыщенному“ режиму комптонизации, характеризующемуся параметром

$$y = \left(\frac{4kT_e}{m_e c^2} \right) \max(\tau_T, \tau_T^2),$$

равным единице, $y = 1$.

Уравнения (1)—(6) образуют замкнутую систему уравнений, решая которую найдем распределение физических величин вдоль радиуса в зависимости от скорости аккреции \dot{M} , массы черной дыры M и эффективности передачи углового момента α . Введем удобные безразмерные параметры

$$m = \frac{M}{10^8 M_\odot}, \quad r = \frac{R}{3R_g} = \frac{R}{9 \cdot 10^{13} \text{ м см}}, \quad \dot{m} = \frac{\dot{M}}{10^{-2} \dot{M}_{cr}} = \frac{\dot{M}}{3 \cdot 10^{-2} \text{ м } M_\odot / \text{год}}$$

При $4 \cdot 10^{-3} \alpha^{-1/8} m^{-1/8} < m \leq 1$ реализуется режим дисковой аккреции, при котором основным механизмом охлаждения вещества во внутренней области диска является обратный комптон-эффект на мягких фотонах. Вопрос о природе источника мягкого излучения будет рассмотрен ниже. Приведем параметры внутренней области диска

$$\begin{aligned} T_e &= 5 \cdot 10^{8.2} \alpha^{-1/6} m^{-1/6} \Phi^{-1/6} r^{1/4} \text{ К}, \\ T_i &= 10^{12.2} \alpha^{-7/6} m^{5/6} \Phi^{5/6} r^{-5/4} \text{ К}, \\ z_0 &= 3 \cdot 10^{13.2} \alpha^{-7/12} m^{5/12} m_1^{5/12} r^{7/8} \text{ см}, \\ \rho &= 10^{-13} \alpha^{3/4} m^{-1/4} \Phi^{-1/4} r^{-9/8} \text{ гсм}^{-3}, \\ \frac{Z_0}{R} &= 0.32 \alpha^{-7/12} m^{5/12} \Phi^{5/12} r^{-1/8}, \\ \frac{P_r}{P_g} &= 0.6 \alpha^{7/12} m^{7/12} \Phi^{-5/12} r^{-7/8}. \end{aligned} \quad (10)$$

В этой области диска давление определяется веществом $P_g > P_r$, и диск прозрачен, так как его истинная толщина по поглощению $\tau^* = (\sigma_T \sigma_{ff})^{1/2} \frac{\rho}{m_p} z_0 \ll 1$ ($\sigma_T \gg \sigma_{ff}$, σ_{ff} — сечение тормозного поглощения). Диск геометрически тонкий $z_0 \ll R$, если $m \leq \alpha^{7/5}$, т. е. $M \leq 10^{-2} M_{cr,2}^{7/5}$, при больших скоростях аккреции приближение тонкого диска неприменимо. Внешняя граница внутренней области лежит на радиусе $r_b \approx 40 \alpha^{2/21} m^{2/21} m^{16/21}$. Внешние части диска, находящиеся на расстоянии $r > r_b$ от черной дыры, непрозрачны по истинному поглощению; распределение физических величин в них дается стандартной теорией дисковой аккреции. Эти части соответствуют промежуточной и внешней областям в стандартной теории [9]. Внутренняя двухтемпературная область существует в диске при $m > m_0 \approx 4 \cdot 10^{-3} \alpha^{-1/8} m^{-1/8}$. При малых темпах аккреции $m < m_0$ весь диск непрозрачен по истинному поглощению.

На вид выходящего спектра во внутренней области диска решающим образом сказываются процессы комптонизации. Если в тепловом источнике X-излучения с $kT_e \ll m_e c^2$ оптическая толщина газа по комптоновскому рассеянию превышает $\tau_T > (m_e c^2 / kT_e)^{1/2}$ (т. е. $y > 1$), то его спектр имеет виновское распределение по частотам [11]. В рассматриваемой модели диска $y = 1$ и формируется спектр вида [11]

$$I_\nu \propto \nu^{-1} \exp \left\{ - \frac{h\nu}{kT_e} \right\}. \quad (11)$$

В коротковолновой области спектра $h\nu > E_S$, $h\nu < kT_e$ (R_0) $\simeq 60$ кэВ (E_S — характерная энергия мягких фотонов) основной вклад вносит внутренняя область диска, интегральный спектр излучения в этом диапазоне степенной,

$$J_{\text{tot}}(\nu) = 4\pi \int_{R_0}^{R_b} I_\nu [T_e(R)] R dR \propto \nu^{-1}, \quad (12)$$

при $h\nu \geq kT_e$ (R_0) $\simeq 60$ кэВ спектр спадает экспоненциально. Таким образом, двухтемпературная модель аккреции дает в диапазоне 1 кэВ $\leq h\nu \leq 60$ кэВ степенной спектр с показателем $\gamma = 1$, последний близок к среднему спектральному индексу рентгеновских квазаров и сейфертовских галактик.

Каким условиям должен удовлетворять источник мягкого излучения? Введем параметр $A = L/L_S$, где L — полная светимость диска, L_S — светимость источника мягкого излучения. Величины y и A связаны простым соотношением [12] $y = (1 - A^{-1})(1 - \langle E \rangle / 4kT_e)^{-1}$, где $\langle E \rangle = h \int \nu^4 n d\nu / \int \nu^3 n d\nu$, n — число заполнения в фазовом пространстве фотонов. При $y \rightarrow 1$ спектр остается мягким $\langle E \rangle / 4kT_e \ll 1$ и $A \gg 1$. Следовательно, структура диска слабо зависит от L_S в этом режиме, пока средняя энергия E_S мала: $E_S/kT_e \ll L_S/L \ll 1$. Источником мягкого излучения являются внешние области диска. Они излучают — за счет выделения гравитационной энергии в ходе аккреции — фотоны с энергией $E_S = 1 - 10$ эВ и имеют светимость $L_S \approx L/40$. Таким образом, условие $E_S/kT_e \ll L_S/L \ll 1$ выполнено, и модель является самосогласованной.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

ACCRETION OF MATTER INTO SUPERMASSIVE BLACK HOLES AND THE X-RAY RADIATION OF THE ACTIVE GALACTIC NUCLEI

A. S. ZENTSOVA

The X-ray radiation of quasars and Seyfert galaxies is explained on the ground of the two-temperature model of the disk accretion into a supermassive black hole. The inner region of the disk is optically thin to absorption, gas-pressure dominated and the electron temperature of $\sim 5 \cdot 10^8$ K and ion temperature is $\sim 10^3$ times higher. The X-ray radiation is

produced by inverse Compton scattering of soft radiation in the inner region of the disk. The source of soft radiation is the outer region of the disk. This model predicts a power spectrum of the radiation from 1 to 60 keV with the index $\gamma=1$, the latter approaches to a mean spectral index of the X-ray radiation of the active galactic nuclei.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ulmer, S. Murray, *Ap. J.*, 207, 364, 1976.
2. G. Ricker, G. Clark, R. Doxsey, *Nature*, 271, 35, 1978.
3. H. Schnopper, A. Epstein, J. Delville, *Ap. J.*, 215, L7, 1977.
4. G. Ricker, R. Dower, J. Jernigan, Preprint CSP-P-77-33, 1977.
5. H. Tananbaum, G. Peters, W. Forman, R. Giacconi, C. Jones, Y. Avni, *Ap. J.*, 223, 74, 1978.
6. T. Jones, S. O'Dell, W. Stein, *Ap. J.*, 188, 353, 1974.
7. R. Mushotzky, W. Batty, L. Peterson, *Ap. J.*, 212, 22, 1977.
8. A. Lightman, R. Giacconi, H. Tananbaum, *Ap. J.*, 224, 375, 1978.
9. Н. И. Шакура, Р. А. Сюняев, *Astron. Astrophys.*, 24, 337, 1973.
10. A. Lightman, D. Eardley, *Ap. J.*, 187, L1, 1974.
11. S. Shapiro, A. Lightman, *Ap. J.*, 204, 187, 1976.
12. А. С. Колпаеви. *ЖЭТФ*, 31, 867, 1956.