

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ НАГРЕВА ДЖЕТОВ НА ПРИМЕРЕ МИКРОКВАЗАРА SS 433

© 2012 г. Г. С. Бисноватый-Коган<sup>1,2</sup>, Ю. М. Кривошеев<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10.08.2011 г.; принята в печать 17.08.2011 г.

Рассматриваются различные физические процессы, влияющие на тепловой баланс рентгеновского джета. Основное внимание уделяется проблеме быстрого остывания плотных джетов за счет тормозного излучения, поэтому все процессы рассматриваются с точки зрения их вклада в тепловой баланс джета. Исследуется нагрев джета за счет комптон-эффекта на жестких рентгеновских квантах от горячей короны, влияние прохождения ударных волн по джету на его нагрев, а также механизм трансформации кинетической энергии джета в тепловую за счет кулоновских столкновений протонов джета и короны. Численные значения получены для случая галактического микроквара SS 433 на основе предыдущих результатов авторов по моделированию рентгеновского спектра этого источника. Реально важным механизмом нагрева джета для этого источника оказались столкновения частиц джета с окружающим газом.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Струйные выбросы (джеты) весьма распространены во Вселенной и могут иметь различные размеры и форму. Несмотря на то, что их существование известно на протяжении десятилетий, многие вопросы остаются открытыми. Основные вопросы касаются образования джетов, их коллимации, излучения. В настоящей работе мы затронем последний из перечисленных вопросов, который сводится к рассмотрению баланса энергии. Мы рассматриваем рентгеновский джет, т.е. область вблизи его основания, где температура достигает десятка кэВ, а вещество представляет собой полностью ионизованную плазму. При таких условиях основным механизмом потерь энергии является тормозное излучение, а также остывание за счет адиабатического расширения. При различных соотношениях между тормозными потерями и потерями на расширение профиль температуры в джете будет сильно варьироваться. В источнике SS 433 мы рассматриваем плотный джет, окруженный более разреженной короной, излучающей в жестком рентгеновском диапазоне. В [1] было показано, что наилучшее совпадение результатов моделирования с результатами наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ получается, если отношение плотностей в джете и короне около 200, и рассматриваются только потери на расширение. Однако тормозные

потери в джете у его основания превосходят потери на расширение в несколько раз, поэтому в отсутствие механизмов нагрева это должно приводить к быстрому остыванию джета вдоль его длины, смещая границу рентгеновского джета ближе к основанию, что противоречит наблюдениям. В таком случае должны работать механизмы, поставляющие энергию в джет, что позволило бы компенсировать потери на излучение.

Мы рассматриваем здесь три механизма, которые могут быть ответственны за нагрев джета.

1. Комптон-эффект жестких рентгеновских фотонов короны на электронах джета.

2. Нагрев за счет диссипации энергии ударных волн, проходящих по джету, и генерируемых у его основания.

3. Нагрев за счет трансформации кинетической энергии джета в тепловую из-за кулоновских столкновений протонов джета и короны.

Расчеты показали важность одного лишь третьего механизма для поддержания теплового баланса джета галактического микроквара SS 433.

### 2. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛООВОГО БАЛАНСА ДЖЕТА

Запишем уравнение баланса внутренней энергии джета, считая, что его вещество — идеальный одноатомный нерелятивистский газ. Это приближение вполне оправдано в области рентгеновского

\* E-mail: krivosheev@iki.rssi.ru

джета, где температуры достаточно высоки для полной ионизации плазмы, плотность энергии излучения пренебрежимо мала ввиду малой оптической толщи поперек джета:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = q - p \frac{dV}{dt}. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы массы газа,  $q$  — приток или отток энергии из единицы массы,  $p$  — давление,  $V = 1/\rho$  — удельный объем газа. Поскольку мы предполагаем, что течение газа носит стационарный характер и в каждой точке джета газ движется в радиальном направлении со скоростью  $v_{jet} = 0.27c$ , то  $d/dt = v_{jet}d/dr$ . Тогда уравнение (1) примет вид

$$v_{jet} \frac{d\varepsilon}{dr} = \frac{p}{\rho^2} v_{jet} \frac{d\rho}{dr} + q. \quad (2)$$

Учитывая связь внутренней энергии с давлением идеального газа с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$ ,  $\varepsilon = 3p/2\rho$ , связь давления с температурой  $p = nkT$  ( $n$  — количество частиц газа в единице объема,  $k$  — постоянная Больцмана) и пренебрегая вкладом электронов в плотность  $\rho = m_p n$ , преобразуем уравнение (1) к следующему виду:

$$\frac{3}{2} \frac{v_{jet} k}{m_p} \frac{dT}{dr} = \frac{v_{jet}}{m_p} kT \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + q. \quad (3)$$

Это уравнение определяет зависимость температуры джета от радиальной координаты, а для очень узкого джета в SS 433 это фактически задает зависимость температуры вдоль джета.

### 2.1. Профиль плотности

Будем рассматривать джет конической формы (т.е. с постоянным вдоль радиуса углом раствора) и предположим, что все частицы джета двигаются радиально со скоростью  $v_{jet} = 0.27c$ . Пусть вершина конуса джета находится в начале координат, тогда если поток массы в джете постоянен, то на произвольном расстоянии  $r$  вдоль оси джета через его поперечное сечение проходит количество вещества, равное

$$\dot{M}_{jet} = m_p n_{jet}(r) v_{jet} \pi r^2 \text{tg}^2(\theta_{jet}/2), \quad (4)$$

что задает зависимость концентрации протонов водородной плазмы  $n_{jet}$  от радиуса в виде

$$n_{jet}(r) = \frac{\dot{M}_{jet}}{m_p v_{jet} \pi r^2 \text{tg}^2(\theta_{jet}/2)}. \quad (5)$$

Джет начинается не в начале координат, а на некотором удалении от него, на расстоянии  $r_0$ , где концентрация равна  $n_{0,jet} = \dot{M}_{jet}/m_p v_{jet} \pi r_0^2 \text{tg}^2(\theta_{jet}/2)$ . Поток массы в джете и угол его раствора принимались равными [1]

$\dot{M}_{jet} = 4 \times 10^{19}$  г/с,  $\theta_{jet} = 1.2^\circ$ . Учтя это, получаем для концентрации зависимость

$$n_{jet} = n_{0,jet} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2. \quad (6)$$

Значение  $n_{0,jet}$  определяется углом раствора джета и потоком массы  $\dot{M}_{jet}$ . В работе [1] было показано, что наилучшая аппроксимация наблюдаемого рентгеновского спектра SS 433 получается при значении  $n_{0,jet} = 0.86 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Мы будем это использовать далее при получении численных значений. Имеем также

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = \frac{1}{n_{jet}} \frac{dn_{jet}}{dr} = -\frac{2}{r}. \quad (7)$$

### 2.2. Тормозные потери на излучение

Полагая, что вещество джета находится в состоянии локального термодинамического равновесия, используем закон Кирхгофа о связи коэффициента поглощения  $\alpha_\nu$  [см<sup>2</sup>/г] на частоте  $\nu$  с коэффициентом излучения  $q_{\nu,\theta}^{ff}$  [эрг/г с ср Гц] в виде

$$q_{\nu,\theta}^{ff} = \alpha_\nu^{ff} B_\nu, \quad (8)$$

где

$$B_\nu = \frac{2h}{c^2} \nu^3 \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (9)$$

— функция Планка для интенсивности равновесного излучения (см., например, [2]). Используя известное выражение для коэффициента поглощения тормозными процессами  $\alpha_\nu^{ff}$  с учетом вынужденных процессов и равным единице фактором Гаунта

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6}{hm_p m_e \sqrt{m_e c^2}} \times \quad (10)$$

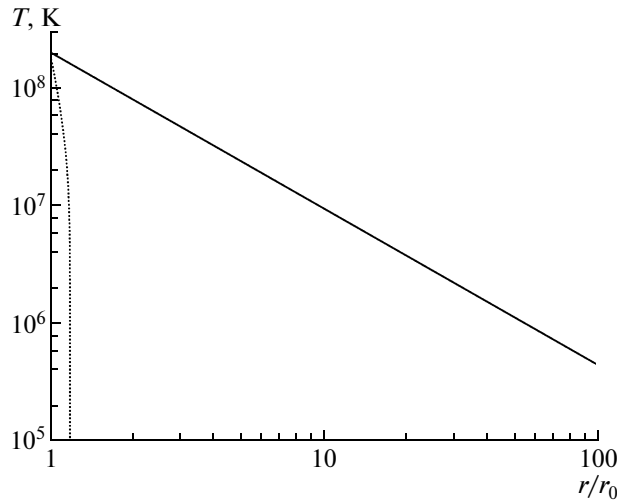
$$\times \frac{n_e}{\nu^3 \sqrt{kT}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right],$$

получаем выражение для количества энергии  $q_{\nu,\theta}^{ff}$ , излучаемой посредством тормозного механизма единицей массы вещества в единичный телесный угол в единицу времени в единичном диапазоне частот в виде

$$q_{\nu,\theta}^{ff} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6}{m_p (m_e c^2)^{3/2}} \frac{n_e}{\sqrt{kT}} \times \quad (11)$$

$$\times \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right).$$

Считаем для простоты плазму джета состоящей из водорода, так что  $n_e = n_{jet}$ ,  $\rho = m_p n_{jet}$ . Интегрируя по частотам и по телесному углу, получим выражение для изотропных тормозных потерь единицы



**Рис. 1.** Профили температуры джета с учетом только адиабатических потерь (сплошная линия) и с дополнительным учетом потерь энергии на тормозное излучение (пунктирная кривая).

массы  $q^{ff}$  вещества джета в виде

$$q^{ff} = \int q_{\nu,\theta}^{ff} d\nu d\theta = 16 \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{3/2} \times \quad (12)$$

$$\times \frac{e^6}{hm_p m_e c^2} n_{jet} \sqrt{\frac{kT}{m_e c^2}}.$$

Подставляя значения физических констант, имеем

$$q^{ff} = 0.852 \times 10^{-3} n_{jet} \sqrt{T} \equiv D n_{jet} \sqrt{T} \text{ эрг/г с.} \quad (13)$$

### 2.3. Решение уравнения энергетического баланса

Учтя (6), (7) и (13) в (3), при  $q = -q^{ff}$  получим уравнение баланса энергии в виде

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{4T}{3r} - \frac{2m_p}{3kv_{jet}} q^{ff}. \quad (14)$$

Температуру у основания джета  $T(r_0)$  предполагаем известной:

$$T(r_0) = T_0. \quad (15)$$

Для выяснения относительного вклада каждого из членов в правой части уравнения в охлаждение, рассмотрим отношение потерь энергии на тормозное излучение к потерям на адиабатическое расширение  $q^{ad} = -2v_{jet}kT/m_p r$ :

$$\frac{q^{ff}}{q^{ad}} = 8 \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{3/2} \times \quad (16)$$

$$\times \frac{e^6}{(m_e c^2)^2 h} \frac{n_{0,jet} r_0^2}{rv_{jet}} \sqrt{\frac{m_e c^2}{kT}} \sim \frac{n_{jet} r}{\sqrt{T}}.$$

Вычислим это отношение у основания джета  $r = r_0 = 10^{11}$  см, используя значения  $n_{0,jet} = 0.86 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $T_0 = 2.2 \times 10^8$  К, полученные в [1]:

$$\frac{q^{ff}}{q^{ad}} \approx 3.8. \quad (17)$$

Отсюда видно, что потери на тормозное излучение у основания джета значительно превосходят потери на расширение.

Рассмотрим решение уравнения для профиля температуры в джете (14) и сравним его с решением, где не учитываются тормозные потери. Введем новые переменные  $t = T/T_0$  и  $x = r/r_0$ . Тогда уравнение (14) примет вид

$$\frac{dt}{dx} = -\frac{2}{3} \left( 2\frac{t}{x} + D \frac{\sqrt{t}}{x^2} \right), \quad t(1) = 1, \quad (18)$$

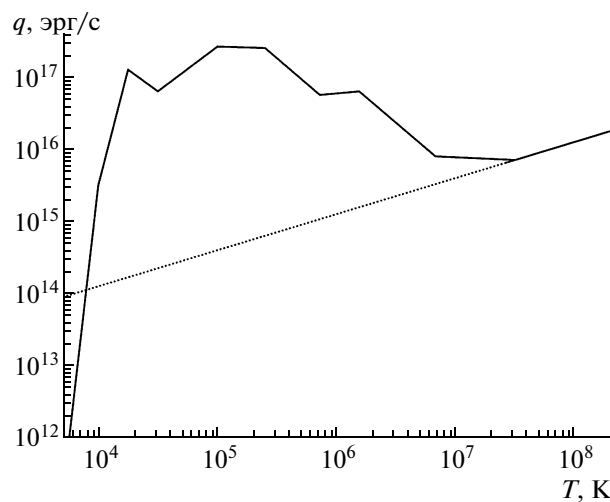
где  $\alpha$  определяется выражением

$$D = 16 \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{3/2} \frac{e^6}{h(m_e c^2)^{3/2}} \frac{n_{0,jet} r_0}{v_{jet} \sqrt{kT_0}}. \quad (19)$$

Уравнение (18) исследовалось в [3], где решение было получено в виде

$$\frac{T}{T_0} = \left( \frac{r_0}{r} \right)^{4/3} \left\{ 1 - D \left[ 1 - \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/3} \right] \right\}^2. \quad (20)$$

Множитель перед фигурными скобками отвечает изменению температуры только вследствие расширения, а множитель внутри фигурных скобок определяется потерями на тормозное излучение. Коэффициент  $\alpha$  характеризует отношение тормозных потерь к потерям на расширение. Случай  $D \ll 1$  отвечает малым потерям на тормозное излучение



**Рис. 2.** Кривые скорости радиационного охлаждения с учетом только тормозного излучения (пунктирная линия), и с учетом переходов, обусловленных наличием связанных состояний (сплошная линия).

у основания джета — при этом распределение температуры будет слабо отличаться от случая адиабатического расширения. Однако у нас реализуется противоположный случай:  $D = 2q^{ff}/q^{ad}(r_0) \approx 7.6$ . Поэтому распределение температуры будет сильно отличаться от случая адиабатического расширения. Джет будет остывать гораздо быстрее, и граница рентгеновского джета станет существенно ближе к основанию, так что, согласно (20), уже при  $r = 1.6r_0 = 1.6 \times 10^{11}$  см температура формально обратится в ноль.

Кривая с учетом радиационного охлаждения на рис. 1 была получена с учетом только переходов в непрерывном спектре (тормозное излучение). В дальнейших расчетах мы будем использовать более реалистичную зависимость скорости радиационного охлаждения плазмы от температуры, основанную на аппроксимации численных расчетов [4–7] аналитической формулой, где учитываются также свободно-связанные и связанно-связанные переходы [8].

На рис. 2 представлены реалистичная кривая охлаждения  $q_{br}(T)$  и кривая охлаждения только за счет тормозного излучения  $q^{ff}(T)$ . Видно, что при температуре  $T < 10^7$  К скорость радиационных потерь с учетом связанных переходов сильно растет, поэтому следует ожидать, что при уменьшении температуры в джете до указанного значения будет наступать его быстрое охлаждение.

Полученное с учетом радиационного охлаждения распределение температуры никак не соответствует наблюдениям, согласно которым граница рентгеновского джета должна находиться на расстоянии  $r_1 \approx 10^{13}$  см =  $100r_0$ . Очевидно, должны присутствовать механизмы нагрева, вследствие

действия которых энергия будет поступать в джет, компенсируя радиационные потери.

### 3. ВЛИЯНИЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ДЖЕТА

Вещество джета находится под воздействием излучения, идущего из внутренних частей аккреционного диска, а также тормозного излучения горячей короны. Можно сказать, что эжектируемая материя проходит сквозь фотонный газ, взаимодействуя с ним. Поскольку нас интересует рентгеновский джет, где температуры порядка 1 кэВ, то основным видом взаимодействия вещества джета с излучением будет рассеяние на свободных электронах (комpton-эффект). Рассмотрим влияние комptonовского рассеяния на тепловой баланс джета.

#### 3.1. Плотность энергии фотонов

Плотность энергии фотонов с частотой  $\nu$  равна сумме плотностей энергий квантов, излучаемых аккреционным диском и короной:

$$\varepsilon_{\nu}^{tot} = \varepsilon_{\nu}^{cor} + \varepsilon_{\nu}^{disk}. \quad (21)$$

Светимость аккреционного диска  $L_{disk}$  предполагается равной  $0.1L_{cr}$  [1]. Спектральная плотность энергии квантов диска на расстоянии  $r$  вдоль оси джета равна

$$\varepsilon_{\nu}^{disk} = \frac{L_{disk,\nu}}{c\Omega_{disk}r^2}. \quad (22)$$

Здесь  $\Omega_{disk}$  — телесный угол, в который излучает диск,  $\Omega_{disk} = 2\pi(1 - \sin \theta_{disk}/2)$ . Диск излучает

равновесный поток квантов. Ввиду малой оптической толщи джета плотность энергии излученных квантов не зависит от наличия или отсутствия джета, и везде примерно определяется формулой (22). Интегральная плотность энергии квантов диска будет определяться как

$$\varepsilon^{disk} = \frac{L_{disk}}{c\Omega_{disk}r^2}. \quad (23)$$

Мы предполагаем, что корона (водородная) находится в состоянии локального термодинамического равновесия, и концентрация протонов в ней составляет  $n_{cor} = n_e$ , поэтому единица объема ее вещества излучает в единичный телесный угол на единицу интервала частоты в единицу времени количество энергии, равное  $\rho q_{\nu,\theta} = k_\nu B_\nu n_{cor}^2$  (эрг/с см<sup>3</sup>ср Гц), а излучение в полный телесный угол получается умножением на  $4\pi$ . Так как кванты разлетаются со скоростью света и собираются в каждой точке короны или джета с характерного размера короны  $r_{cor}$ , то концентрация фотонов частоты  $\nu$ , излучаемых короной, примерно одинакова в короне и в джете, и она составляет

$$\varepsilon_\nu^{cor} = 4\pi k_\nu B_\nu \bar{n}_{cor}^2 \frac{r_{cor}}{c}, \quad (24)$$

$$k_\nu = \frac{\alpha_\nu m_p}{n_{cor}}.$$

Здесь  $k_\nu$  не зависит от плотности вещества. Средний квадрат концентрации частиц в короне для зависимости плотности вещества в короне от радиуса, аналогичной соответствующей зависимости в джете (6), равен

$$\bar{n}_{cor}^2 = 3n_{0,cor}^2 \left(\frac{r_0}{r_{cor}}\right)^3.$$

Спектральная плотность энергии планковского равновесного излучения  $\varepsilon_\nu^{pl}$  связана с интенсивностью соотношением  $\varepsilon_\nu^{pl} = 4\pi B_\nu/c$ , и поэтому, используя определение спектральной оптической толщи короны  $\tau_\nu^{cor} = \alpha_\nu \rho r_{cor} \ll 1$ , получаем выражение для спектральной плотности энергии квантов, излучаемых короной, в виде

$$\varepsilon_\nu^{cor} = 4\pi k_\nu B_\nu \bar{n}_{cor}^2 \frac{r_{cor}}{c} = \tau_\nu^{cor} \varepsilon_\nu^{pl}. \quad (25)$$

Это соответствует тому, что плотность собственного излучения в плазме составляет долю  $\tau_\nu^{cor}$  от равновесной плотности при малой оптической толщине. С учетом (9), (10) из (25) получаем окончательно для тормозного излучения:

$$\varepsilon_\nu^{cor} = 48 \left(\frac{2\pi}{3}\right)^{3/2} \frac{e^6}{c(m_e c^2)^{3/2} \sqrt{kT_{cor}}} \times \quad (26)$$

$$\times \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{cor}}\right) n_{0,cor}^2 r_{cor} \left(\frac{r_0}{r_{cor}}\right)^3 =$$

$$= 3q_{cor,\nu}^{ff}(r_0) m_p n_{0,cor} \frac{r_{cor}}{c} \left(\frac{r_0}{r_{cor}}\right)^3.$$

Полную плотность энергии фотонов короны найдем интегрированием (26) по частотам:

$$\varepsilon^{cor} = 3q_{0,cor}^{ff} m_p n_{0,cor} \frac{r_{cor}}{c} \left(\frac{r_0}{r_{cor}}\right)^3. \quad (27)$$

При этом  $q_{cor}^{ff}$  определяется аналогично (12) при замене  $n_{jet}$  на  $n_{cor}$ .

### 3.2. Вклад комптонизации в тепловой баланс джета

В результате рассеяния фотона частоты  $\nu$  на свободном электроне, движущемся со скоростью  $\beta c$  (с лоренц-фактором  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ) его частота изменится следующим образом [9]:

$$\nu' = \nu \frac{1 - \mu\beta}{1 - \mu'\beta + h\nu/\gamma m_e c^2 (1 - \cos\phi)}, \quad (28)$$

где  $\mu$  и  $\mu'$  — косинусы углов между направлениями движений кванта и электрона в лабораторной системе до и после рассеяния, соответственно,  $\phi$  — угол между начальным и конечным направлениями движения кванта (угол рассеяния) в лабораторной системе. Поскольку у нас энергии квантов порядка десятка кэВ, и выполняется условие  $h\nu/m_e c^2 \ll 1$ , а  $\beta_{jet} = 0.27 < 1$ , то разложим (28) до первых членов по каждому из параметров малости и найдем относительное изменение частоты фотона:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu' - \nu}{\nu} \approx$$

$$\approx \beta(\mu' - \mu) - \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\phi). \quad (29)$$

Пренебрежем эффектом отдачи электрона (членом с  $h\nu/m_e c^2$ ) в силу его малости по сравнению с изменением частоты за счет эффекта Доплера (член с  $\beta$ ). Энергия фотонов аккреционного диска мала по сравнению с температурой джета у его основания, энергия квантов короны не превосходит эту температуру, и поэтому при изотропном распределении электронов по импульсам должно иметь место комптоновское охлаждение электронов. У основания джета тепловая компонента скорости электрона сопоставима со скоростью упорядоченного движения ( $\beta_{th} \sim 0.3c$ ), поэтому их распределение по направлениям не сильно отличается от изотропного случая, и имеет место комптоновское охлаждение электронов. По мере охлаждения джета тепловая компонента скорости становится малой по сравнению со скоростью упорядоченного

движения. Комptonизация начинает греть джет, поскольку фотоны при рассеянии создают у электронов хаотическую компоненту импульса, т.е. увеличивают их температуру. Для оценки изменения частоты фотона в обоих случаях положим разность косинусов в первом члене равной единице:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \beta. \quad (30)$$

В случае охлаждения изменение частоты будет положительным, в случае нагрева — отрицательным.

Оценим величину комптоновского нагрева. Количество энергии, передаваемой фотонами у единицы массы джета за счет комptonизации, определяется выражением

$$q_C \approx \frac{\sigma_{TC}}{m_p} \int d\nu h \Delta\nu \frac{\varepsilon_\nu}{h\nu}, \quad (31)$$

где  $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25}$  см<sup>2</sup> — томсоновское сечение рассеяния. Подставляя в (31) выражение для изменения частоты (30) и интегрируя, получаем

$$q_C = \frac{\sigma_{TC}}{m_p} \beta \varepsilon^{tot} = \frac{\sigma_{TC}}{m_p} \beta (\varepsilon^{cor} + \varepsilon^{disk}). \quad (32)$$

Найдем отношение скорости комптоновского нагрева к скорости охлаждения за счет тормозного излучения. Выразив плотность энергии квантов короны через излучательную способность единицы массы при помощи (27), получим

$$q_C = 3\sigma_T \beta n_{0,cor} r_{cor} q_{0,cor}^{ff} \left( \frac{r_0}{r_{cor}} \right)^3 \times \left[ 1 + \frac{\varepsilon^{disk}}{\varepsilon^{cor}} \right]. \quad (33)$$

Используя соотношение

$$q_{0,cor}^{ff} = q_{0,jet}^{ff} \frac{n_{0,cor}}{n_{0,jet}} \sqrt{\frac{T_{0,cor}}{T_{0,jet}}}, \quad (34)$$

получим оценку для отношения вклада комptonизации в тепловой баланс джета к его тормозному охлаждению

$$\frac{q_C}{q_{0,jet}^{ff}} = 3\sigma_T r_{cor} \frac{n_{0,cor}^2}{n_{0,jet}} \times \sqrt{\frac{T_{0,cor}}{T_{0,jet}}} \beta \left( \frac{r_0}{r_{cor}} \right)^3 \left( 1 + \frac{\varepsilon^{disk}}{\varepsilon^{cor}} \right) \ll 1, \quad (35)$$

если учесть, что  $n_{0,cor}/n_{0,jet} = 0.005$ ,  $r_0/r_{cor} = 0.01$ , а обе величины  $\varepsilon^{disk}/\varepsilon^{cor}$  и  $3\sigma_T r_{cor} n_{0,cor} \times \beta \sqrt{\frac{T_{0,cor}}{T_{0,jet}}}$  порядка единицы.

Таким образом, вклад комptonизации пренебрежимо мал по сравнению с радиационным охлаждением. Учет вклада фотонов, возникающих за счет других процессов, превышает энергию тормозных фотонов не более, чем в  $10^3$  раз (рис. 2), что не изменит сделанного выше вывода. Поэтому в дальнейшем изменение энергетического баланса джета за счет комptonизации учитываться не будет.

#### 4. НАГРЕВ ДЖЕТА ЗА СЧЕТ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ УДАРНЫХ ВОЛН

Рассмотрим нагрев джета ударными волнами, которые могут генерироваться у его основания турбулентными или конвективными движениями. Предположим, что вдоль джета у его основания при  $r = r_0$  идет ударная волна с числом Маха  $M_0$ . Связь термодинамических величин за и перед фронтом ударной волны находится из законов сохранения. Для идеального газа с показателем адиабаты  $\gamma$ , скачки давления  $p$ , удельного объема  $V = 1/\rho$  и температуры  $T$  на фронте ударной волны определяются адиабатой Гюгоню [10]:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma M^2}{\gamma + 1} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (36)$$

$$\frac{V_1}{V_0} = 1 - 2 \frac{M^2 - 1}{M^2(\gamma + 1)}, \quad (37)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{(\gamma + 1)M^2} \times \quad (38)$$

$$\times [2\gamma M^2 - (\gamma - 1)] [(\gamma - 1)M^2 + 2].$$

Здесь индексы “0” и “1” относятся к значениям величин перед и за фронтом ударной волны, соответственно. После прохождения фронта ударной волны энтропия единицы массы вещества возрастает на величину [10]

$$\Delta S = c_V \ln \left[ \frac{p_1}{p_0} \left( \frac{V_1}{V_0} \right)^\gamma \right], \quad (39)$$

где  $c_V = k/(\gamma - 1)m_p$  — теплоемкость единицы массы газа при постоянном объеме. Подставляя в (39) выражения для скачка давления (36) и удельного объема (37) на фронте, получим выражение для скачка энтропии единицы массы вещества в виде

$$\Delta S = \frac{k}{(\gamma - 1)m_p} \left[ \ln \left( \frac{2\gamma M^2}{\gamma + 1} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) + \gamma \ln \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{M^2(\gamma + 1)} \right) \right]. \quad (40)$$

Это выражение получено для случая прохождения по джету одиночной ударной волны. Нас,

однако, интересуют стационарная картина, когда по джете постоянно идут ударные волны с временным интервалом  $\Delta t$  между ними. Такое стационарное состояние мы будем характеризовать средней за этот временной интервал температурой  $T$ . Тогда средний нагрев единицы массы вещества джета в единицу времени за счет прохождения ударных волн будет приближенно равен

$$q_{sw} \approx \frac{T\Delta S}{\Delta t} = \quad (41)$$

$$= \frac{kT}{(\gamma - 1)m_p\Delta t} \left[ \ln \left( \frac{2\gamma M^2}{\gamma + 1} - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) + \right.$$

$$\left. + \gamma \ln \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{M^2(\gamma + 1)} \right) \right].$$

Это выражение определяет нагрев вещества в уравнении баланса внутренней энергии. Величину  $\Delta t$  можно приближенно определить из наблюдений. Объект SS 433 показывает переменность в рентгеновском диапазоне на временных масштабах до нескольких секунд [11], поэтому для оценки сверху нагрева ударными волнами мы примем  $\Delta t = 1$  с. В (41) входит также число Маха, которое уменьшается при движении фронта по джете за счет радиационных потерь. Для того, чтобы замкнуть систему уравнений, получим уравнение, определяющее изменение потока энергии в ударной волне по мере ее прохождения по джете.

В системе координат, связанной со средним движением джета, скорость фронта ударной волны равна  $D = Mc_s$ , где  $c_s$  — локальная скорость звука в невозмущенном газе. Плотность кинетической энергии в такой волне определяется в виде [12]

$$E = \frac{\rho_0}{2} v^2, \quad (42)$$

где  $\rho_0$  — плотность невозмущенного газа,  $v$  — разность скоростей возмущенного и невозмущенного газа. Из законов сохранения на фронте ударной волны следует, что величина  $v$  равна [10]

$$v = \sqrt{(p_1 - p_0)(V_0 - V_1)}. \quad (43)$$

Используя соотношения (36), (37) и  $c_s = \sqrt{\gamma p_0 V_0}$ , получим

$$v = \frac{2(M^2 - 1)}{M(\gamma + 1)} c_s. \quad (44)$$

Плотность потока энергии ударной волны, равная количеству энергии, проходящей через единичную площадку в единицу времени, записывается в виде

$$F = ED = \frac{2(M^2 - 1)^2}{(\gamma + 1)^2 M} \rho_0 c_s^3. \quad (45)$$

Энергия ударной волны диссипирует на фронте, переходя во внутреннюю энергию газа за фронтом.

Скорость уменьшения плотности потока энергии определяется средней скоростью нагрева единицы объема вещества за фронтом:

$$\frac{dF}{dr} = -\rho_1 q_{sw}. \quad (46)$$

Производная  $dF/dr$  с учетом (45) принимает вид

$$\frac{dF}{dr} = \frac{2(M^2 - 1)}{(\gamma + 1)^2} \rho_0 c_s^3 \left[ \left( 3 + \frac{1}{M^2} \right) \frac{dM}{dr} + \right. \quad (47)$$

$$\left. + \frac{M^2 - 1}{M} \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr} + \frac{3}{2T} \frac{dT}{dr} \right) \right].$$

Запишем уравнение для уменьшения числа Маха ударной волны по мере ее движения по джете, используя (36), (46) и (47), в виде

$$\frac{2(M^2 - 1)}{(\gamma + 1)^2} \rho_0 c_s^3 \left[ \left( 3 + \frac{1}{M^2} \right) \frac{dM}{dr} + \right. \quad (48)$$

$$\left. + \frac{1}{M} (M^2 - 1) \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr} + \frac{3}{2T} \frac{dT}{dr} \right) \right] =$$

$$= -\rho_0 \frac{(\gamma + 1)M^2}{2 + (\gamma - 1)M^2} q_{sw}.$$

Уравнение для средней температуры джета в результате прохождения ударных фронтов, генерируемых у его основания, следует из баланса тепловой энергии, определяемого первым началом термодинамики, и записывается в виде

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dT}{dr} = \frac{T}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr} + \frac{m_p}{k} \left( \frac{q_{sw}}{Mc_s} - \frac{q_{br}}{v_{jet}} \right). \quad (49)$$

Здесь для члена, определяющего нагрев за счет прохождения ударных волн, использована связь производных по времени и по радиусу для квазистационарного распределения параметров в системе координат, связанной со средней скоростью джета:

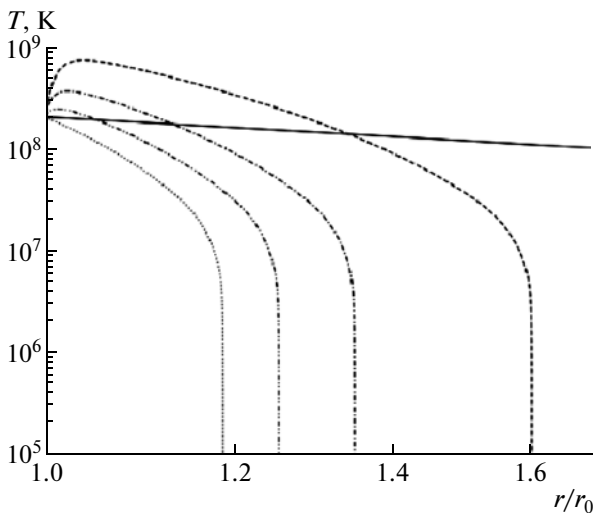
$$dt = \frac{dr}{D} = \frac{dr}{Mc_s}.$$

Уравнения (48), (49), при заданном распределении плотности  $\rho_0(r)$ , составляют замкнутую систему для определения радиальной зависимости температуры и числа Маха в квазистационарном джете, который нагревается ударными волнами, возникающими у его основания. Граничные условия у основания джета задаются в виде

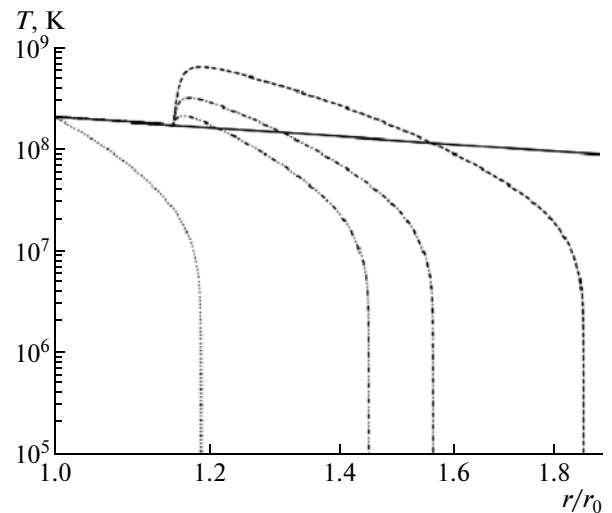
$$\begin{cases} T(r_0) = T_0, \\ M(r_0) = M_0. \end{cases} \quad (50)$$

Профиль невозмущенной (средней) плотности в джете задается формулой  $\rho_0(r) = m_p n_{0,jet} \left( \frac{r_0}{r} \right)^2$ ,

откуда получаем  $\frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr} = -\frac{2}{r}$ . В системе покоя



**Рис. 3.** Изменение профиля температуры джета вследствие нагрева ударными волнами. Штриховая линия соответствует прохождению ударных волн с числом Маха  $M = 5$ , штрих-пунктирная —  $M = 3$ , штрих-пунктирная с двойным пунктиром —  $M = 2$ . Пунктирная линия — профиль температуры без нагрева ударными волнами, сплошная — случай адиабатического расширения. Значение параметра  $r_0 = 10^{11}$  см.



**Рис. 4.** Нагрев джета ударной волной, сформировавшейся на расстоянии  $1.15 \times 10^{11}$  см от начала координат. Штриховая линия соответствует прохождению ударных волн с числом Маха  $M = 5$ , штрих-пунктирная —  $M = 3$ , штрих-пунктирная с двойным пунктиром —  $M = 2$ . Пунктирная линия — профиль температуры без нагрева ударными волнами, сплошная — случай адиабатического расширения.

джета вещество имеет уравнение состояния нерелятивистского идеального газа с  $\gamma = 5/3$ . Таким образом, в системе остаются две неизвестные функции:  $T(r)$  и  $M(r)$ .

Для получения численного решения системы использовался метод Рунге–Кутты с автоматическим выбором шага. На рис. 3 представлены решения системы уравнений (48), (49) с граничными условиями (50) для различных начальных чисел Маха ударной волны.

Из рис. 3 ясно, что достаточно сильные ударные волны могут не только компенсировать потери на тормозное излучение, но и дополнительно нагреть джет. Энергия ударных волн диссипирует в узкой области у основания джета  $\Delta r \sim (1.2-1.5)r_0$ , а дальше нагрев ударными волнами незначителен, и джет там быстро остывает без дополнительного нагрева.

Выше мы предполагали, что ударная волна формируется у основания джета, но это, вообще говоря, необязательно. Как известно из гидродинамики, у любой волны с выпуклым профилем за счет разных скоростей звука в различных ее частях со временем происходит “опрокидывание” профиля, и она превращается (трансформируется) в ударную, если этому не успеют помешать диссипативные процессы [10]. Процесс трансформации идет еще быстрее, если волна распространяется по профилю вещества со спадающей плотностью, как это имеет

место в джете. Пусть по джету распространяется волна сжатия и предположим, что можно пренебречь диссипацией энергии до превращения волны в ударную. Расстояние, на котором произойдет превращение в ударную волну, зависит от характерного размера возмущенной области (длины волны)  $\lambda$ , от начальной амплитуды волны, характеризующей относительным соотношением скоростей сжатия и в невозмущенном веществе  $c_{s,m}/c_{s,0}$ , и от закона спадания плотности. Чем длиннее волна, тем больше времени потребуются для превращения ее в ударную, а чем больше ее начальная амплитуда и скорость движения гребня волны, тем быстрее произойдет это превращение.

Для демонстрации эффекта, который приведет диссипация ударной волны на некотором расстоянии от основания джета, рассмотрен случай возникновения ударной волны на расстоянии  $1.15 \times 10^{11}$  см от основания джета. Решение уравнений теплового баланса с начальными значениями температуры, соответствующей адиабатическому расширению, представлены на рис. 4. Толщина слоя, прогретого ударными волнами, остается такой же, как на рис. 3, и растет только с ростом начального числа Маха. Однако уже для  $M = 5$  температура вблизи ударной волны приближается к  $10^9$  К, что находится в противоречии с наблюдениями, так что рост числа Маха ударной волны не мог бы существенно увеличить толщину области прогрева.



Результаты расчетов теплового баланса джета, прогреваемого диссипацией ударных волн, показывают, что этот прогрев является существенным только в том случае, когда ударные волны могут возникать вдоль всего джета, так как за счет излучения ударная волна быстро диссипирует и прогревает узкую область вблизи места генерации. Формирование ударных волн по всему джету возможно как за счет широкого спектра начальных возмущений, так и за счет взаимодействия джета с окружающей средой. Последний механизм привлекался в [13] для объяснения нагрева рентгеновского джета в источнике SS 433.

## 5. КУЛОНОВСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРОТОНОВ

### 5.1. Физика процесса и оценки

Рассмотрим нагрев джета за счет кулоновских столкновений протонов джета и окружающей плазмы. Тепловые протоны из короны попадают в джет, где служат в качестве мишеней, на которых рассеиваются протоны джета, летящие со скоростью  $v_{jet} = 0.27c$ . Вследствие рассеяния протоны джета теряют часть своей кинетической энергии, передавая ее протонам короны. Энергия направленного движения протонов джета переходит в энергию хаотического движения, т.е. в тепловую. Оценим максимальный нагрев, который можно получить за счет этого механизма.

Количество распределенных по Максвеллу частиц, проходящих через единицу площади поверхности в единицу времени, равно  $nv_{th}/4$  [14], где  $n$  — концентрация частиц,  $v_{th} = \sqrt{8kT/\pi m}$  — средняя скорость теплового движения. Как максимум, протоны джета могут потратить кинетическую энергию, равную  $m_p v_{jet}^2/2$ , чтобы ускорить протон короны до скорости  $v_{jet}$ . Поэтому количество кинетической энергии джета, переходящей в тепловую, в единицу времени на единицу массы джета равно

$$q_{coll,max} = v_{jet}^2 \frac{v_{th}}{2d_{jet}} \frac{n_{cor}}{n_{jet}} \sim \frac{1}{r}. \quad (51)$$

Здесь рассмотрена коническая форма джета с диаметром сечения  $d_{jet} = 2r \operatorname{tg}(\theta_{jet}/2)$  и зависимость плотности от расстояния в джете и короне в виде  $n_{jet} = n_{0,jet}(r_0/r)^2$ ,  $n_{cor} = n_{0,cor}(r_0/r)^2$ , соответственно. Количество энергии, теряемое единицей массы вещества джета в единицу времени на тормозное излучение, дается формулой (13). Значения концентраций в короне и джете, полученные в [1], равняются соответственно  $n_{0,cor} = 4.3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $n_{0,jet} = 0.86 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Тогда

отношение нагрева за счет столкновений к потерям на тормозное излучение будет равняться

$$\frac{q_{coll,max}}{q_{br}} = 1.56 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{5/3} \quad (52)$$

Данное отношение растет с ростом расстояния вдоль джета  $r$ , однако при уменьшении температуры ниже  $10^7 \text{ К}$  полные радиационные потери  $q_{br}$  становятся существенно сильнее тормозных (рис. 2), поэтому наибольшее значение это отношение принимает на расстоянии  $r \approx 6.4r_0$ , где оно равно

$$\frac{q_{coll,max}}{q_{br}} \approx 34. \quad (53)$$

Это — оценка отношения  $q_{coll}/q_{br}$  сверху, поскольку она основана на предположении, что вся кинетическая энергия протонов джета переходит в тепловую. В реальности джет довольно тонок для протонов в поперечном направлении относительно кулоновского рассеяния, поэтому протоны короны могут приобрести существенно меньшую долю энергии протонов джета, уменьшая, соответственно, его нагрев.

### 5.2. Количественное рассмотрение

Пренебрежем для простоты тепловой скоростью протонов короны после их попадания в джет, поскольку она на 2 порядка ниже направленной скорости протонов в джете. Также пренебрежем релятивистскими эффектами в силу небольшого отличия лоренц-фактора  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v_{jet}^2/c^2} \approx 1.04$  в джете от единицы. Рассмотрим нерелятивистский протон, рассеивающийся на покоящемся протоне. Выражение для количества энергии, которое приобретает покоящийся протон после столкновения, можно вывести следующим образом.

Для упругого столкновения частиц одинаковой массы, одна из которых покоилась до столкновения, скорости частиц после взаимодействия определяются как [15]

$$\begin{cases} v'_{mov} = v \cos(\chi/2), \\ v'_{rest} = v \sin(\chi/2), \end{cases}$$

где  $v$  — скорость первоначально двигающейся частицы в лабораторной системе отсчета,  $\chi$  — угол поворота рассеивающейся частицы в системе центра инерции. Для частицы в кулоновском поле с прицельным параметром  $\rho$  угол  $\chi$  равен [15]

$$\chi = \pi - 2 \arccos \frac{e^2/mv^2\rho}{\sqrt{1 + (e^2/mv^2\rho)^2}},$$

где  $m$  — масса рассеивающейся частицы,  $\rho$  — ее прицельный параметр,  $e$  — элементарный заряд. У нас рассеиваются протоны с  $v = v_{jet}$ .

Введем обозначение  $\rho_p = e^2/m_p v_{jet}^2$  для расстояния максимального сближения протонов. Скорость покоящегося протона после столкновения равняется

$$v'_{rest} = v_{jet} \frac{\rho_p/\rho}{\sqrt{1 + (\rho_p/\rho)^2}}.$$

Количество энергии, приобретенное покоящимся протоном, находится как

$$\Delta E = \frac{m_p}{2} v_{rest}'^2 = \frac{m_p}{2} v_{jet}^2 \frac{1}{1 + (\rho/\rho_p)^2}. \quad (54)$$

Чтобы оценить долю кинетической энергии протона джета, передаваемой протону короны, вычислим величину, аналогичную оптической толщине для кулоновского рассеяния в поперечном направлении в джете:

$$\tau_{coll 0} = n_{jet} d_{jet} \frac{2 \int d\sigma \Delta E}{m_p v_{jet}^2}. \quad (55)$$

Эта величина характеризует количество энергии, которое приобретает протон короны при прохождении через джет в поперечном направлении в единицах кинетической энергии протона джета. Множитель с интегралом равен

$$\begin{aligned} & \frac{2}{m_p v_{jet}^2} \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \Delta E d\sigma = \quad (56) \\ & = \pi \rho_p^2 \left\{ \ln \left[ 1 + \left( \frac{\rho_{max}}{\rho_p} \right)^2 \right] - \right. \\ & \quad \left. - \ln \left[ 1 + \left( \frac{\rho_{min}}{\rho_p} \right)^2 \right] \right\}, \end{aligned}$$

где  $d\sigma = 2\pi\rho d\rho$  — дифференциальное сечение столкновений,  $\rho_{max}$  и  $\rho_{min}$  — соответственно наибольший и наименьший прицельный параметр. Полагаем максимальный прицельный параметр равным дебаевскому радиусу экранирования в джете:  $\rho_{max} = \lambda_D = \sqrt{kT_{jet}/4\pi e^2 n_{jet}}$ . Минимальный прицельный параметр примем равным классическому радиусу минимального сближения  $\rho_{min} = e^2/m_p v_{jet}^2 = \rho_p$ . Для параметров джета  $\rho_{max} \gg \rho_{min}$ , пренебрегая единицей в обоих логарифмах, получаем кулоновский логарифм в приближении Ландау [16]:

$$\frac{1}{m_p v_{jet}^2/2} \int \Delta E d\sigma = 2\pi \rho_p^2 \ln \left( \frac{\lambda_D}{\rho_p} \right). \quad (57)$$

Подставив в (55) численные значения на радиусе  $r = 6.4 \times 10^{11}$  см, где имеем [1]  $\rho_p \approx 2.1 \times 10^{-15}$  см,  $n_{jet} = n_{0,jet}/41 \approx 2 \times 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $d_{jet} =$

$= 2r \operatorname{tg}(\theta_{jet}/2) \approx 1.3 \times 10^{10}$  см,  $\ln \left( \frac{\lambda_D}{\rho_p} \right) \approx 25$ , получим, что величина  $\tau_{coll 0} \approx 2 \times 10^{-4}$ . Поэтому отношение  $q_{coll}/q_{br}$ , вместо полученного в (53), уменьшится до

$$\frac{q_{coll}}{q_{br}} \approx 6 \times 10^{-3}. \quad (58)$$

Приток энергии за счет кулоновских столкновений может компенсировать порядка 1% от потерь энергии на тормозное излучение. Мы предполагали, что протоны короны проходят сквозь джет в поперечном направлении. Такое рассмотрение дает только нижний предел для нагрева. Пролет джета под другим углом, а также, что более важно, наличие магнитного поля приводят к увеличению времени пребывания протонов короны в джете и к увеличению приобретаемой ими энергии.

### 5.3. Влияние магнитного поля

Присутствие магнитного поля, которое обязательно есть в эжектируемом газе, может увеличить нагрев кулоновскими столкновениями за счет искривления траектории протонов и эффективного увеличения времени их пребывания в джете или его толщину по кулоновскому рассеянию. Для того, чтобы кулоновские столкновения компенсировали радиационные потери, проходимый протоном путь в джете должен возрасти как минимум на 2 порядка (см. формулу (58)). Оценим магнитное поле  $B_{jet}$ , в присутствии которого ларморовский радиус протона равен радиусу джета. Пусть протон из короны движется в магнитном поле по окружности с линейной скоростью, равной его тепловой скорости. Ларморовский радиус такого протона равен

$$r_L = \frac{m_p c}{eB} v_{th}.$$

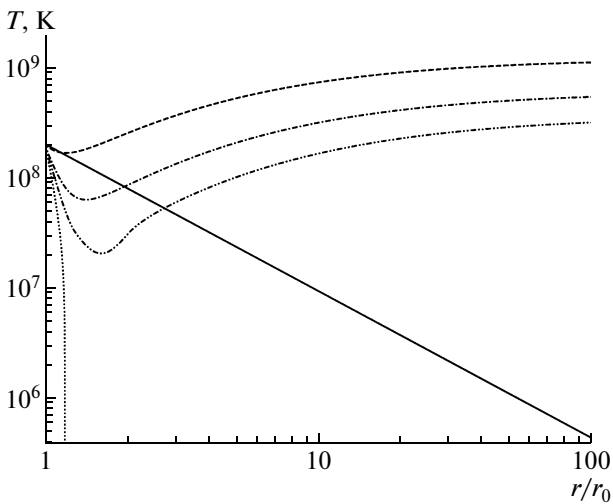
При  $r_L = r_{jet}$  получаем

$$B_{jet} = \frac{m_p c v_{th}}{e r_{jet}}. \quad (59)$$

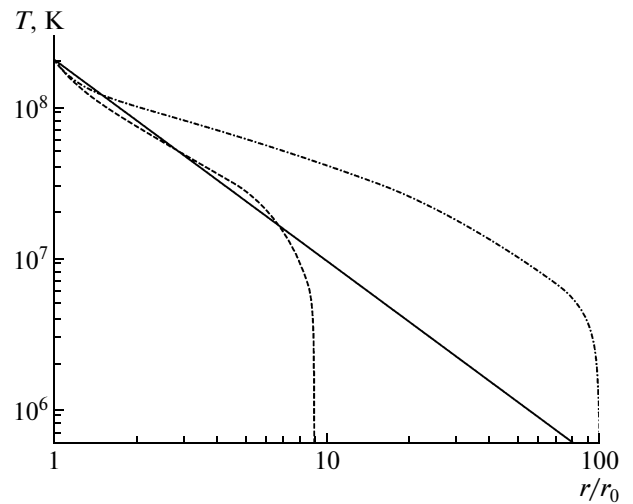
Поскольку мы предполагаем, что корона изотермична [1], то тепловая скорость протонов короны постоянна и не зависит от расстояния от основания джета. Поэтому наибольшее значение магнитного поля требуется у основания джета  $r_{0,jet} = r_0 \operatorname{tg}(\theta_{jet}/2) \approx 10^9$  см. Подставляя численные значения в (59), находим, что величина поля должна быть больше, чем

$$B_{0,jet} \approx 1.3 \times 10^{-4} \text{ Гс}. \quad (60)$$

Значение  $B_{0,jet}$  столь мало, что в реальности магнитное поле должно быть на несколько порядков больше, т.е.  $B_{jet} \gg B_{0,jet}$  и  $\tau_{coll} \gg \tau_{coll 0}$ . Вследствие этого мы будем предполагать, что протоны



**Рис. 5.** Профиль температуры в джете с учетом радиационного охлаждения и нагрева кулоновскими столкновениями с  $a = 1.0$  (штриховая линия),  $a = 0.5$  (штрих-пунктирная линия),  $a = 0.3$  (штрих-пунктирная с двойным пунктиром) (см. 61). Сплошная линия — случай чисто адиабатического охлаждения, пунктирная — с учетом радиационных потерь.



**Рис. 6.** Профиль температуры в джете с учетом радиационного охлаждения и нагрева кулоновскими столкновениями с  $a = (r/r_0)^{-3/2}$  (штриховая линия),  $a = (r/r_0)^{-1.163}$  (штрих-пунктирная линия) (см. 61). Сплошная линия — случай чисто адиабатического охлаждения.

короны проводят в джете достаточно времени, чтобы потерять существенную часть своей энергии. Магнитное поле меняется с радиусом неизвестным нам образом, поэтому для моделирования радиальной зависимости магнитного поля введем функцию  $a(r)$ , которая характеризует долю максимально возможного нагрева кулоновскими столкновениями:

$$q_{coll}(r) = q_{coll,max}(r)a(r). \quad (61)$$

Результаты расчетов профиля температуры в джете с учетом радиационного охлаждения и нагрева кулоновскими столкновениями с функцией  $a = \text{const}$  представлен на рис. 5.

Из рис. 5 видно, что кулоновские столкновения могут хорошо прогреть джет, однако слабое убывание с расстоянием столкновительного члена приводит к чрезмерному нагреву джета на больших расстояниях. Следовательно, функция  $a(r)$  должна убывать с расстоянием. На следующем рис. 6 представлены результаты расчетов для степенной функции  $a(r)$  с различными показателями степени.

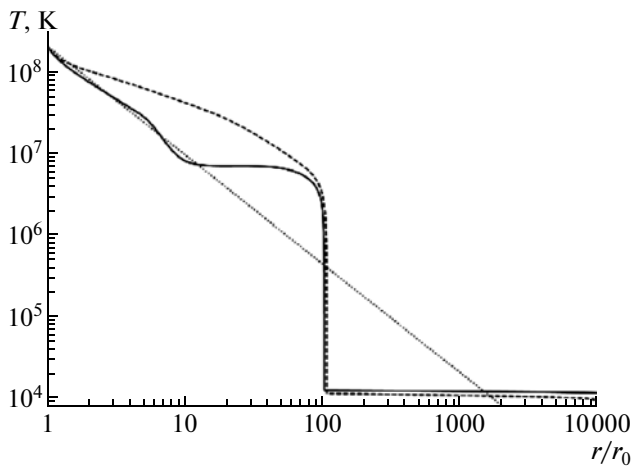
Из графиков на рис. 6 видно, что по достижении температуры  $\approx 10^7$  К начинается сильное охлаждение джета, которое не компенсируется нагревом за счет столкновений. Это обусловлено характером кривой радиационного охлаждения. При более высоких температурах столкновительный механизм эффективно прогревает джет. Случай показателя степени  $3/2$  хорошо аппроксимирует адиабатическую кривую на расстояниях до  $10r_0$ , объясняющую рентгеновские наблюдения [1], а в случае по-

казателя степени  $1.163$  происходит слишком сильный прогрев всей рентгеновской области джета.

#### 5.4. Нагрев оптического джета SS 433

Оптический джет SS 433, находящийся на расстояниях  $r \sim 10^{14} - 10^{15}$  см  $= (10^3 - 10^4)r_0$  имеет примерно постоянную температуру  $T \sim 10^4$  К [17]. Это означает, что должен существовать некоторый механизм, поддерживающий температуру в оптической области джета. Рассмотрим вопрос о нагреве оптического джета кулоновскими столкновениями протонов, поскольку он окружен межзвездным веществом, играющим роль короны для рентгеновского джета. Для исследования этого вопроса предположение об изотермичности окружающего джет вещества уже недействительно, поэтому мы предполагаем, что корона имеет постоянную температуру  $T_0 = 2.2 \times 10^8$  К до  $r = r_{cor} = 6.4 \times 10^{11}$  см [1], а затем вещество остывает только за счет расширения ( $T \sim r^{-4/3}$ ). Профиль плотности в веществе задается формулой (6), но с  $n_{0,cor} = 4.3 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ . Был подобран вид функции  $a(r)$ , который позволяет неплохо аппроксимировать адиабатическую кривую на больших расстояниях (рис. 7):

$$a(r) = \quad (62)$$



**Рис. 7.** Профиль температуры в джете с учетом радиационного охлаждения и нагрева кулоновскими столкновениями для различных видов функции  $a(r)$ : штриховая линия —  $a(r) \sim r^{-1.163}$  при  $r < r_{cor}$  и  $a(r) \sim r^{-0.48}$  при  $r > r_{cor}$ , сплошная линия — вид функции  $a(r)$  подобран такой, чтобы распределение температуры было похоже на случай адиабатического расширения (см. 62), пунктирная линия — случай чисто адиабатического охлаждения.

$$= \begin{cases} (r/r_0)^{-3/2}, & r < r_{cor}, \\ 3.640 \times 10^{-2} (r/r_0)^{0.27}, & r_{cor} < r < 11r_0, \\ 9.454 \times 10^{-2} (r/r_0)^{-0.128}, & 11r_0 < r < 100r_0, \\ 5.243 \times 10^3 (r/r_0)^{-2.5}, & r > 100r_0. \end{cases}$$

На концах промежутков происходит сшивка по непрерывности функции. Расчеты показывают, что при различных видах функции  $a(r)$  в (61) можно получить примерно постоянную температуру  $T \approx 10^4$  К в оптическом джете (рис. 7).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было показано, что учет радиационного охлаждения в уравнении энергетического баланса джета с использованием данных, полученных при моделировании рентгеновского спектра SS 433 в работе [1], приводит к сильному охлаждению джета. Температура быстро падает с радиусом, что приводит к длине рентгеновского джета гораздо меньше наблюдаемой. В связи с этой проблемой было проведено исследование механизмов нагрева джета.

Рассмотрение вклада комптонизации показало, что этот механизм может компенсировать только малую долю радиационных потерь.

Был рассмотрен сценарий, при котором по джете идут ударные волны, нагревая вещество за счет

диссипации своей энергии. Показано, что за счет излучения ударная волна быстро диссипирует и прогревает лишь узкую область вблизи места формирования ударной волны. Прогрев всего джета является существенным только в том случае, когда ударные волны могут возникать по всей длине джета. Формирование ударных волн по всему джете возможно как за счет широкого спектра начальных возмущений, так и за счет взаимодействия джета с окружающей средой.

Наиболее правдоподобным механизмом представляется процесс превращения кинетической энергии джета в тепловую посредством кулоновского столкновения протонов короны и джета. В присутствии в джете сравнительно небольшого значения магнитного поля  $\sim 0.01$  Гс может быть достигнут его эффективный нагрев, позволяющий компенсировать потери на излучение. Было продемонстрировано, что при определенном виде функции нагрева за счет кулоновских столкновений достигается эффективный прогрев всей рентгеновской области джета. Также было показано, что за счет нагрева при взаимодействии с протонами звездного ветра можно поддерживать наблюдаемую температуру  $\sim 10^4$  К в оптической области джета. Ввиду того, что поток кинетической энергии в джете намного превышает его радиационные потери, уменьшение скорости джета с радиусом слишком незначительно, чтобы проявиться в существующих наблюдениях.

Работа была выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 11-02-00602), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-3458.2010.1), программы фундаментальных исследований Президиума РАН "Происхождение, строение и эволюция объектов Вселенной". Работа Ю.М.К. была частично поддержана грантом Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых-кандидатов наук МК-8696.2010.2 и Фондом содействия отечественной науке.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu. M. Krivosheyev, G. S. Bisnovatyi-Kogan, A. M. Cherepashchuk, and K. A. Postnov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **394**, 1674 (2009).
2. Г. С. Бисноватый-Коган, *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989).
3. E. V. Koval' and N. I. Shakura, in: *Proc. 23rd ESLAB Symposium on Two Topics in X-Ray Astronomy*, v. 1, Bologna, Italy, 13-20 September 1989, ed. N. E. White, ESA SP-296 (Europ. Space Agency, 1989), p. 479.
4. D. P. Cox and W. H. Tucker, *Astrophys. J.* **157**, 1157 (1969).

5. J. C. Raymond, D. P. Cox, and B. W. Smith, *Astrophys. J.* **204**, 290 (1976).
6. P. R. Shapiro and H. Kang, *Astrophys. J.* **318**, 32 (1987).
7. А. Б. Кириенко, Письма в “Астрон. журн.” **19**, 27 (1993).
8. М. В. Барков, Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрон. журн.* **82**, 1 (2005).
9. *Физика космоса (маленькая энциклопедия)*, 2-е изд., ред. Р. А. Сюняев (М.: Советская энциклопедия, 1986)
10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, 2-е изд. (М.: Наука, 1966).
11. S. Fabrika, *Astrophys. and Space Phys. Rev.* **12**, 1 (2004).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Механика сплошных сред*, 2-е изд. (М.: Гос. изд-во технико-теоретической лит-ры, 1953).
13. H. Marshall, C. Canizares, and N. Schulz, in: *Chandra's First Decade of Discovery*, Proc. Conf., 22–25 September 2009, Boston, MA, USA, eds S. Wolk, A. Fruscione, D. Swartz, Abstract No.149 (2009).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Статистическая физика*, ч. 1, 3-е изд. (М.: Наука, 1976)
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Механика*, 4-е изд. (М.: Наука, 1988).
16. Л. Д. Ландау, *Журн. эксперим. и теор. физ.* **7**, 203 (1937).
17. K. Davidson and R. McCray, *Astrophys. J.* **241**, 1082 (1980).