

УЧРЕЖДЕНИЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК



ПРЕПРИНТ

А.М. КУТЬКИН

4

ЗОНА НИИ ВОКРУГ БЛАЗАРОВ

Москва 2011

ЗОНА НII ВОКРУГ БЛАЗАРОВ

*Кутькин А.М.*¹

Аннотация

Исследован вопрос об образовании областей ионизованного водорода вокруг двойной системы сверхмассивных черных дыр в блазарах. Для блазара 3C 454.3 получены оценки размеров зоны НII при принятом законе падения плотности с расстоянием от источника ионизации. Учтена температурная зависимость коэффициента рекомбинации. Рассмотрены механизмы нагрева и охлаждения среды. Показано, что рассматриваемые объекты могут выступать в роли мощных источников ионизации межзвездной и межгалактической среды.

¹e-mail: kutkin@gmail.com

1. Введение

В работе [1] в рамках модели двойной системы сверхмассивных черных дыр (ДСЧД) были определены температура и плотность газовой среды в центральных областях блазара 3С 454.3. В модели ДСЧД при сверхзвуковом движении менее массивной черной дыры (компаньона) в среде возникают мощные ударные волны. Газ нагревается в результате термализации плазмы (преобразования кинетической энергии направленного движения в энергию хаотического движения частиц) за фронтом ударной волны. Температура среды может достигать $T = 10^9$ К, а концентрация $n = 10^9$ см⁻³ [1]. Данные характеристики оказываются близки к значениям температуры и плотности при взрывах сверхновых. Похожие оценки были получены недавно в рамках упомянутой модели ДСЧД для 4 активных ядер галактик (АЯГ): 3С 120, ОJ 287, VL Lас и В1308+326 [2].

Было показано, что в случае ударных волн с большими скоростями (например, в результате вспышек сверхновых, где скорости достигают $v = 6000 - 10000$ км/с) высвечивание среды оказывается недостаточным, и нагретый газ остывает долго [3, стр. 385—386]. Скорости движения компаньонов сквозь газовую среду, оцененные в работах [1, 2], достигают тех же значений (для 3С 454.3 $v = 7000$ км/с). Поэтому в центральных областях блазаров может реализовываться ситуация, когда достаточно плотная среда долгое время остается горячей ($T \approx 10^9$ К).

В этой работе рассмотрен процесс образования стационарной зоны НII в центральной области блазаров на примере источника 3С 454.3. Оценки размеров зоны НII получены для закона падения плотности n газа с расстоянием от источника ионизации r с учетом температурной зависимости коэффициента рекомбинации $\alpha(T)$. Рассмотрены различные значения температур и начальной плотности.

2. Оценка размеров зоны НII

Как основные процессы будем рассматривать фотоионизацию и рекомбинацию в газовой среде (дополнительные механизмы нагрева и охлаждения

исследованы в конце раздела), тогда уравнение ионизационного баланса имеет вид [4]:

$$4\pi r^2 n(r) \frac{dr}{dt} = S_* - 4\pi \alpha(T) \int n^2(r) r^2 dr, \quad (1)$$

где $\alpha(T)$ — коэффициент рекомбинации на все уровни атома водорода выше первого, зависящий от температуры. $n(r)$ — концентрация ионов (мы считаем, что она равна концентрации электронов в ионизированной водородной плазме), S_* — количество ионизирующих квантов, испускаемых в единицу времени. Интегрирование ведется вдоль радиуса зоны НII. При рекомбинациях на первый уровень испускаемые кванты остаются в области НII, вызывая ионизацию других атомов, поэтому этот член исключается из рассмотрения. Обозначим коэффициент рекомбинации на все уровни выше первого:

$$\alpha(T) = \alpha_A(T) - \alpha_1(T) \quad (2)$$

В стационарном случае (на границе области) левая часть уравнения (1) равна нулю, тогда:

$$S_* = 4\pi \alpha(T) \int n^2(r) r^2 dr. \quad (3)$$

С другой стороны, количество ионизирующих квантов можно определить из соотношения [5, стр. 118]:

$$S_* = 4\pi R_*^2 \int_{3.3 \cdot 10^{15}}^{\infty} \pi F_\nu \frac{d\nu}{h\nu}, \quad (4)$$

где нижний предел интегрирования $\nu_0 = 3.3 \cdot 10^{15}$ Гц соответствует потенциалу ионизации атома водорода, R_* — размер излучающей области, F_ν — поток излучения с единичной площади поверхности источника, h — постоянная Планка.

Чтобы оценить поток на частотах $\nu > 3.3 \cdot 10^{15}$ Гц, можно принять степенной вид спектра источника на данном интервале: $F_\nu \propto \nu^{-1}$ (рис. 1),

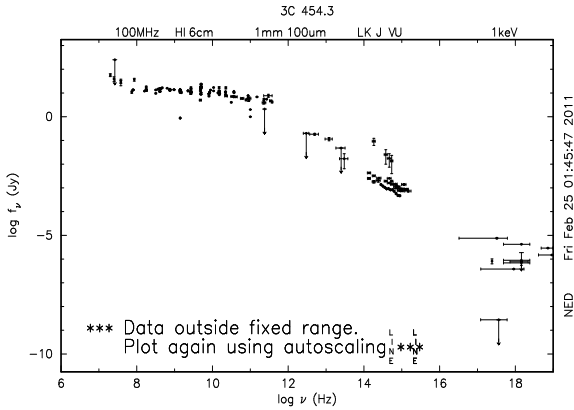


Рис. 1: Спектр 3C454.3 [8].

тогда:

$$F_\nu = F_0 \frac{\nu_0}{\nu} \left(\frac{D_{\text{ист}}}{R_*} \right)^2 \quad \text{при } \nu > \nu_0, \quad (5)$$

где $\nu_0 = 3.3 \cdot 10^{15}$ Гц, F_0 — регистрируемый поток у поверхности Земли на частоте ν_0 ($F_0 \approx 1$ мЯн), $D_{\text{ист}} \approx 3 \cdot 10^{27}$ см — расстояние до источника [1], имеем:

$$S_* \approx \frac{4\pi^2 D_{\text{ист}}^2}{h} F_0 \approx 5.4 \cdot 10^{56} \text{ c}^{-1} \quad (6)$$

Размер излучающей области в данном случае можно принять $R_* \approx 10^{15}$ см, порядка гравитационного радиуса центральной черной дыры (масса которой $M_{\text{чд}} \approx 5 \cdot 10^9 M_\odot$).

Зададим закон падения плотности с расстоянием от источника. В работе [6] авторы моделировали области возникновения эмиссионных линий в АЯГ и показали, что наилучшие модели удовлетворяют распределению плотности $n(r) \propto r^{-1}$. Примем, поэтому

$$n(r) = n_0 \frac{R_*}{r} \quad \text{при } r > R_* \quad (7)$$

Тогда интегрирование уравнения (3) даст:

$$R_S \approx \frac{S_*}{4\pi\alpha(T)n_0^2 R_*^2} \quad (8)$$

Согласно работе [7] зависимость коэффициента рекомбинации от температуры на интервале $T = 10^5 - 10^9$ К можно аппроксимировать законом $\alpha(T) \propto T^{-3/2}$ (см. рис. 2).

В результате мы получили зависимость размера зоны НП от ее температуры для различных значений начальной плотности n_0 (рис. 3).

Оптическая толща по томсоновскому рассеянию при распределении плотности (7) может быть оценена по формуле:

$$\tau = \int_{R_*}^R n(r) \sigma_T dr = n_0 R_* \sigma_T \ln \left(\frac{R}{R_*} \right), \quad (9)$$

где $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ — томсоновское сечение рассеяния.

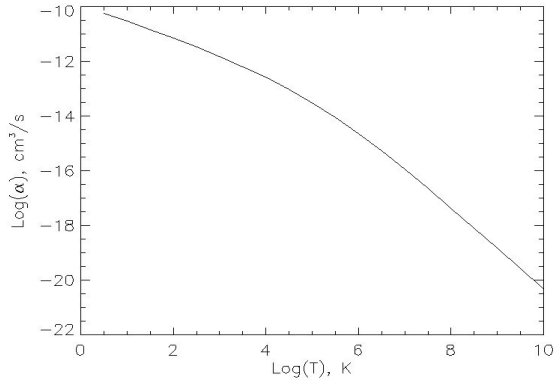


Рис. 2: Зависимость $\alpha(T)$ [7]

Для начальной плотности $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$ $\tau = 1$ достигается при $R \approx 10^7 R_* \approx 3$ кпк. Возможно, на таких масштабах плотность газа падает гораздо быстрее и поэтому среда остается оптически тонкой, однако, может реализовываться и обратная ситуация, когда на пути ионизационного фронта попадают плотные облака нейтрального водорода, которые экранируют излучение и могут влиять на наблюдаемый спектр.

Из рисунка 3 видно, что газ центральных областей АЯГ уже при температурах $T = (10^5 - 10^6) \text{ К}$ может быть полностью ионизован. При более быстром падении плотности с расстоянием от источника ионизации или меньшем принятом значении n_0 размеры зоны НП резко возрастают.

Отметим также другие механизмы нагрева и охлаждения среды [3, 5, 9].

Помимо фотоионизации, важную роль могут играть столкновительные процессы (нагрев вторичными электронами при фотоионизации и комптоновское рассеяние). Внешние, более холодные области могут также нагреваться за счет взаимодействия с космическими лучами и диффузным рентгеновским излучением. Однако доля периферийных источников нагрева незначительна в общем энергетическом балансе. Ударная ионизация может играть существенную роль во внутренних областях ионизованной области, где температура очень высокая и кинетическая энергия ионизирующих электронов значительно превышает потенциал ионизации. Согласно [9, стр. 291] скорость ионизации электронным ударом (число ионизованных атомов или ионов в см^3 в сек):

$$N_e = n_e n_i q_i(T), \quad (10)$$

где n_i и n_e — концентрации атомов или ионов и электронов, q_i ($\text{см}^3/\text{сек}$) — коэффициент ионизации, усредненный по максвелловскому распределению ско-

ростей электронов. Сечение ионизации $\sigma \equiv \sigma(\varepsilon)$ является зависимым от энергии электронов ε . Для водорода при ионизации с основного уровня электронным ударом [9, стр. 291]:

$$q_i(T) \approx \left(\frac{1.7 \cdot 10^{-8}}{\beta + 0.39} \right) \sqrt{\frac{\beta}{\beta + 1}} e^{-\beta} \ln \left(16 + \frac{1}{\beta} \right), \quad (11)$$

где $\beta = \frac{\chi}{kT}$, χ — потенциал ионизации водорода.

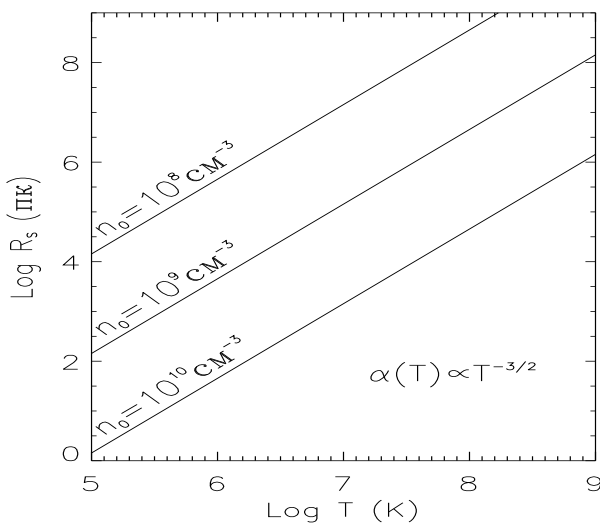


Рис. 3: Зависимость размера зоны НII от температуры для разных значений начальной плотности n_0

ударом, напротив, на много порядков больше коэффициента рекомбинации. Это может приводить к тому, что значительная доля высокоэнергичных квантов может покинуть зону Стремгрена.

Охлаждение внутренних горячих областей, происходит преимущественно за счет тормозного излучения и обратного комптоновского рассеяния. В центральных областях с температурами $T \approx 10^8 - 10^9$ К существенным становится двухфотонное излучение. Наконец, во внешних областях, помимо рекомбинации, играет роль излучение в линиях.

При температуре среды $T = 10^4$ К коэффициент ионизации электронным ударом $q_i = 4 \cdot 10^{-16}$, что на три порядка ниже, чем коэффициент рекомбинации ($q_r = 4 \cdot 10^{-13}$). Поэтому, на границе зоны Стремгрена эффектом электронного удара можно пренебречь. Это говорит о том, что этот механизм ионизации существенно не может увеличить размеры зоны Стремгрена. Если во внутренних областях температура достигает $T \approx 10^9 - 10^{10}$ К, то коэффициент ионизации электронным

Полный расчет теплового баланса требует детального знания физических условий в центральных областях АЯГ и законов изменения параметров среды с расстоянием от центральной сверхмассивной черной дыры. Сюда же следует отнести и учет зависимости коэффициента рекомбинации от химического состава. При нормальном химическом составе (химсостав межзвездного газа центральных областей Галактики) коэффициент рекомбинации возрастает менее чем в два раза по сравнению с чисто водородной средой. Это не вносит принципиальных изменений в выводы о размерах ионизованной области в АЯГ.

Блазары 3C 120, OJ 287, BL Lac и B1308+326 имеют близкие к 3C 454.3 параметры среды в центральных областях [2] и похожие спектральные характеристики, поэтому все полученные оценки легко могут быть распространены на них. При этом следует учитывать нормировку потока и расстояние до источника.

3. Заключение

Мы получили оценки размеров зоны III, возникающей вокруг центрального источника ионизации АЯГ. Эти оценки можно рассматривать скорее как консервативные, не противоречащие наблюдательным данным в оптическом и других диапазонах длин волн.

Наши расчеты могут служить ориентиром в дальнейшем изучении физических характеристик среды в центральных областях блазаров, а также указанием на то, что при определенных условиях АЯГ можно рассматривать в качестве важных источников ионизации межгалактической среды.

Литература

- [1] Вольвач А.Е., Вольвач Л.Н., Кардашев Н.С., и др. — Корреляция развития вспышечного явления в блазаре 3C454.3 в радио- и оптическом диапазонах // Астрон. журн., **85**, 963 (2008)
- [2] Вольвач А.Е., Вольвач Л.Н., Кутькин А.М. и др. — Субпарсековая структура двойных сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик // Астрон. журн., **87**, 33 (2010)

- [3] Каплан С.А., Пикельнер С.Б. — Физика межзвездной среды // Москва, Наука, 1979 г.
- [4] Ritzerveld, J. — The diffuse nature of Strömgen spheres // Astronomy and Astrophysics, **439**, 23 (2005)
- [5] А.В. Засов, К.А. Постнов — Общая астрофизика // Фрязино, Век-2, 2006 г.
- [6] Kaspi, S.; Netzer, H. — Modeling Variable Emission Lines in Active Galactic Nuclei: Method and Application to NGC 5548 // The Astrophys. J., **524**, 71 (1999)
- [7] Ferland G. J., Peterson B. M., Horne K. et al. — Anisotropic line emission and the geometry of the broad-line region in active galactic nuclei // The Astrophys. J., **387**, 95 (1992)
- [8] Nasa/Ipac Extragalactic Database: <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>
- [9] Физика космоса под ред. Р. А. Сюняева // Москва, Советская Энциклопедия, 1986 г.