

УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИЙ ВЗРЫВ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ЦЕНТРАЛЬНОГО КОМПАКТНОГО ОБЪЕКТА И СВЕРХСВЕТОВЫЕ РАДИОДЖЕТЫ

В. М. Конторович,^{1†} В. Н. Пасюга^{2‡}

[†] Радиоастрономический институт НАНУ,
ул. Краснознаменная, 4, 61002, Харьков, Украина

[‡] АО "Научно-технологический институт транскрипции, трансляции и репликации",
Харьков, Украина

Исследуется зависимость кажущихся сверхсветовых скоростей компонентов радиоджетов от параметров оптических вспышек в АГЯ, коррелирующих с компонентами, и свойств окружающей среды. Сверхсветовые компоненты парсековых радиоджетов отождествляются с движущимися на наблюдателя светящимися участками ударных фронтов от нецентральных ультрарелятивистских взрывов в окрестности центрального компактного объекта ("черной дыры") в АГЯ. В случае взрыва в среде, находящейся в состоянии локального гидростатического равновесия, кажущиеся сверхсветовые скорости движения данных участков асимптотически постоянны и пропорциональны полной энергии взрыва в соответствии с наблюдательными данными для ЗС 273 (Бабаджаниянц, Белоконь, 1993). Для квазара ЗС 345 наблюдаемые времена ускорения сверхсветовых компонент джета (Zensus, 1997) совпадают по порядку с продолжительностью накачки от вспышек, коррелирующих с компонентами, согласно выводам данной теории.

1. Введение

Хотя с момента обнаружения "сверхсветовых" движений в компонентах парсековых джетов в окрестности АГЯ прошло уже значительное время, их природа остается все еще не вполне ясной. Практически все согласны с тем, что в этом эффекте мы имеем дело с ультрарелятивистским движением излучающего объекта на наблюдателя под малым углом [4], но что именно движется, остается предметом дискуссий. Наиболее распространенным в настоящее время является представление о выбросе отдельных компонент, которые затем на килопарсековых масштабах сливаются в сплошную струю (см. обзор [9]). Мы хотим исследовать возможность другого подхода, при котором за появление по крайней мере некоторых сверхсветовых компонент могут быть ответственны движущиеся на наблюдателя светящиеся участки ударного фронта (далее УФ), порожденного вспышкой (взрывом) в окрестности АГЯ (ниже ограничиваемся рассмотрением движения лидирующей точки УФ). При этом распространение взрывной волны

происходит на фоне непрерывного течения струи (джета, аккреционного потока, [11, 21]). Основанием для данного подхода может служить обнаруженная корреляция сверхсветовых движений компонент джетов (см. напр. [26]) с общим потоком излучения как в более жестких диапазонах (оптика, рентген, γ), так и в радио. Впервые такие связи были обнаружены Бабаджаниянц и Белоконь [1, 2] в оптике для ЗС 345, ЗС 273, ЗС 120, а затем в работах ([13, 17, 20, 23] и др.) для ЗС 345, ЗС 273, ОJ 287, BL Lac, ЗС 454.3, 0528+134 и других источников. Можно считать, что, по крайней мере, в ряде случаев найдены свидетельства связи между событием в переменности объекта (вспышкой) и образованием компонент в джете. Сверхсветовые скорости различных компонент, при этом могут для одного и того же источника различаться в несколько раз. На ранних временах наблюдается ускорение и последующее замедление сверхсветовых компонент. Наиболее детально ускорения сверхсветовых компонент представлены для джета в ЗС 345 [28] и могут быть объяснены накачкой энергии к ударному фронту от вспышек или переменностью показателя степени в законе стратификации среды в окрестности АГЯ. Что касается корреляции между сверхсветовыми скоростями компонент и

¹e-mail: vkont@ira.kharkov.ua

²e-mail: enio@insurance.kharkov.ua

энерговыведением в соответствующих вспышках, то достаточно явное соответствие приведено для ЗС 273 в работе [2]. При этом, наблюдалось постоянство (в среднем) данных скоростей. Последнее может быть объяснено нецентральной взрывом в среде находящейся в состоянии локального гидростатического равновесия. Ниже обсуждаются простейшие варианты предложенной в рамках данного подхода модели³.

2. Ультрарелятивистский взрыв в окрестности АГЯ

Взрыв будет ультрарелятивистским если выполнено условие $E \gg \rho_1 V c^2$, где ρ_1 – плотность невозмущенной среды перед УФ, E – полная энергия взрыва, V – объем полости ограниченной ударным фронтом, c – скорость света. Данное условие означает, что энергия взрыва, в частности, кинетическая энергия движения возмущенной среды за УФ, много больше энергии покоя последней.

Для ультрарелятивистского взрыва в политропной среде ($p_1 \propto \rho^\gamma$) граничные условия на УФ имеют вид [7]

$$\tilde{p}_2 \equiv \tilde{e}_2/3 = 2/3\Gamma^2 w_1, \quad n_2 \equiv \tilde{n}_2 \Gamma_2 = 2\Gamma^2 n_1, \quad (1)$$

причем $\Gamma_2^2 = \Gamma^2/2$, где $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – Лоренц-фактор движения УФ относительно невозмущенной среды перед ним, $\beta = v/c$ – далее скорость движения фронта, отнесенная к скорости света c ; \tilde{p}_2 , \tilde{e}_2 , \tilde{n}_2 – давление, плотность энергии и объемная концентрация частиц возмущенной среды за фронтом, измеренные в ее собственной системе покоя; n_2 , Γ_2 – концентрация частиц и Лоренц-фактор движения возмущенной среды за УФ, w_1 – тепловая функция невозмущенной среды, измеренные в системе покоя (K) последней.

В работе существенно используется приближение Компанейца (см. [5, 10]), адекватно описывающее движение УФ при показателях степени в законе стратификации невозмущенной среды

³Заметим, что и в промежутках между вспышками АГЯ продолжают светить на высоком уровне мощности, что свидетельствует о непрерывном аккреционном процессе. Наличие струи, уносящей момент аккрецирующего вещества, по-видимому является необходимым для процесса эффективной аккреции [25]. Это, в частности, подтверждается универсальностью подобной картины возникновения струй в совершенно различных энергетических и пространственных масштабах [18]. Сверхсветовые компоненты т.о. могут представлять собой не только реальные выбросы, а соответствовать процессам, развивающимся на фоне непрерывных потоков, в частности, распространению (ультра) релятивистского УФ, порожденного вспышкой в АГЯ. Релятивистский УФ возникает, по-видимому, также при космологических γ -всплесках [27].

$N \lesssim 3$ [24]. В рассматриваемом приближении давление \tilde{p}_2 за фронтом предполагается постоянным (вдоль УФ) и пропорциональным средней плотности полной энергии E взрыва $\tilde{p}_2 = \lambda E/V$.

Уравнение Компанейца для УФ, следующее из граничных условий на фронте, является интегро-дифференциальным уравнением, благодаря входящему в него объему V расширяющейся полости, ограниченной фронтом. Выражение для объема содержит зависящие от времени координаты лидирующих точек, ограничивающих фронт в направлении градиента плотности. В нерелятивистском случае объем входит только множителем при временной производной и может быть удален из коэффициентов уравнения включением в новую переменную ("время Компанейца") – y . В новых переменных уравнение Компанейца уже является чисто дифференциальным, что позволяет найти форму УФ (как функцию y).

При рассмотрении ультрарелятивистского взрыва, из первого граничного условия (1), в приближении Компанейца получаем выражение для Лоренц-фактора Γ движения УФ

$$\Gamma^2 = 3\lambda E/2w_1 V(t), \quad \Gamma \gg 1. \quad (2)$$

Если невозмущенная среда достаточно холодная, то ее тепловая функция входящая в (2) есть $w_1 = \rho_1 c^2$.

Пусть в сферической системе (K') координат (r, θ) с центром в АГЯ ударный фронт задан уравнением $f(r, t, \theta) \equiv r - R'(t, \theta) = 0$, где R' – сферическая координата фронта, тогда скорость движения последнего β , направленная по нормали к нему

$$\beta = -\frac{1}{c|\nabla f|} \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial R'}{\partial t} \left[1 + \frac{1}{R'^2} \left(\frac{\partial R'}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (3)$$

Из последнего соотношения, с учетом того что $\beta^2 \equiv 1 - \Gamma^{-2}$, где Γ^2 определяется из (2), получаем уравнение Компанейца для УФ от ультрарелятивистского взрыва

$$\left(\frac{\partial R'}{\partial t} \right)^2 = c^2 \left[1 + \frac{1}{R'^2} \left(\frac{\partial R'}{\partial \theta} \right)^2 \right] \times \left(1 - \frac{2w_1 V(t)}{3\lambda E} \right). \quad (4)$$

Как видно из уравнения (4), в релятивистском случае (в отличие от нерелятивистского) исключение объема, подобное описанному выше, невоз-

можно, уравнение является существенно интегродифференциальным. Однако, поскольку в ультрарелятивистском случае движение УФ происходит со скоростью весьма близкой к предельной скорости света c , форма фронта близка к сфере радиуса $R_* \approx ct$ и объем V полости, ограниченной УФ, известен. В данном случае, т.о. целью является изучение Лоренц-фактора Γ движения УФ, локально зависящего от плотности невозмущенной среды перед ним, согласно (2).

Рассматривается степенной закон спада плотности невозмущенной среды $\rho_1 \propto r^{-N}$ в окрестности АГЯ, при этом среда предполагается покоящейся в системе координат K' , $\rho'_1 \equiv \rho_1$. Уже из формулы Седова для нерелятивистского сильного взрыва $R' \propto [E/\rho_1 R^3]^{2/5}$ следует что скорость фронта в лидирующей точке стремится к константе, если плотность невозмущенной среды ρ_1 убывает как r^{-3} . С некоторой степенью достоверности можно ожидать реализации такого закона в окрестности АГЯ. Для этого необходимо лишь выполнение условий гидростатического равновесия для релятивистской среды в поле центральной точечной массы [15]⁴. Однако, в ультрарелятивистском случае постоянство скорости реализуется при любом законе неоднородности плотности в силу стремления скорости к предельной c . Тем не менее, закон спада плотности r^{-3} действительно является выделенным и, как мы увидим, соответствует постоянству кажущейся сверхсветовой скорости β_{app} вблизи от верхней лидирующей точки УФ. Этот закон является следствием постоянства Лоренц-фактора Γ в этих условиях (ср. [24]). При $N < 3$ фронт "замедляется" с течением времени, при $N > 3$ — "ускоряется", как и в нерелятивистском случае [6].

Примем тепловую функцию покоящейся перед фронтом невозмущенной среды равной $w'_1 \equiv w_1 = \rho_0 c^2 (R_0/R')^N$, где R_0 — расстояние от АГЯ до точки взрыва, ρ_0 — плотность невозмущенной среды в точке взрыва. В силу близости формы УФ к сферической, из (2) имеем

$$\Gamma^2 \approx E A R_0^{-N} R'^N / R_*^3, \quad A \equiv 9\lambda/8\pi\rho_0 c^2 \quad (5)$$

где $R_* = (R'^2 + R_0^2 - 2R'R_0 \cos\theta)^{1/2}$ — радиус ударного фронта. Как видно из (5), Лоренц-фактор Γ движения УФ максимален при $\theta \rightarrow 0$, т.е. в окрестности верхней лидирующей точки.

На достаточно больших временах в окрестности лидирующей точки $R_* \approx R' \gg R_0$ и из выра-

⁴Из-за аккреции условие равновесия может выполняться лишь при определенных ограничениях [8].

жения (5) следует

$$\Gamma^2 \approx E A R_0^{-N} R_*^{N-3}. \quad (6)$$

В общем случае используем секторное приближение для нецентрального взрыва [24]. При этом, движение УФ в узком секторе (в окрестности лидирующей точки) качественно совпадает с движением УФ от центрального взрыва в среде стратифицированной по эффективному степенному закону $w_{*1} \propto r^{-N_*}$, где $w_{*1}(R_*, \theta) \equiv w_1(R'(R_*, \theta))$ и согласно (2)

$$\Gamma^2 \propto R_*^{N_*-3}, \quad N_* = -\frac{\partial \ln w_{*1}(R_*, \theta)}{\partial \ln R_*}. \quad (7)$$

На ранних временах, $R_* \ll 1$, $R' \approx R_0$, невозмущенная среда перед фронтом локально почти однородна ($N_* \approx 0$) и согласно (7) $\Gamma \propto R_*^{-3}$.

Если невозмущенная среда движется (центрально симметрично) в окрестности АГЯ [21], [11], Лоренц-фактор Γ , определяемый из соотношения (2), есть Лоренц-фактор движения УФ, измеренный в системе покоя невозмущенной среды K . С другой стороны, в системе координат K' , в которой покоятся АГЯ и точка взрыва, движение невозмущенной среды в окрестности лидирующей точки (в силу центральной симметрии истечения) происходит ортогонально к УФ, со скоростью β'_1 и Лоренц-фактором Γ'_1 . При переходе в систему координат K' Лоренц-фактор Γ при этом изменяется по закону

$$\Gamma' = \Gamma'_1 \Gamma (1 \pm \beta \beta'_1) \approx \Gamma \Gamma'_1 (1 \pm \beta'_1), \quad \Gamma \gg 1, \quad (8)$$

где знак $+$ соответствует ветровому, а знак $-$ аккреционному потокам невозмущенной среды в окрестности АГЯ.

Преобразованием (8) из выражения (2) для Лоренц-фактора Γ' движения лидирующей точки УФ в системе K' получаем

$$\Gamma'^2 = 3\lambda E \Gamma_1'^2 (1 \pm \beta'_1)^2 / 2w_1 V(t). \quad (9)$$

При достаточно медленном движении невозмущенной среды $\beta'_1 \ll 1$, $\Gamma' \approx \Gamma$ и движение последней сказывается на движении ударного фронта только через закон стратификации в окрестности АГЯ.

3. Локальное гидростатическое равновесие релятивистской среды в окрестности АГЯ.

Условия гидростатического равновесия в окрестности большой точечной массы M (компактного

объекта в центре АГЯ, "черной дыры"), в сферической системе ($K' \equiv K$) координат (r, θ) имеют вид

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial r} = -\frac{GM}{r^2}. \quad (10)$$

При политропном уравнении состояния

$$p_1 \propto \rho_1^\gamma \quad (11)$$

условие равновесия удовлетворяется при

$$\rho_1(r) \propto \left(\frac{1}{r}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad p_1(r) \propto \left(\frac{1}{r}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (12)$$

В интересующем нас случае релятивистского уравнения состояния (в частности, радиационно-доминированной плазмы) $\gamma = 4/3$ и, соответственно, имеем:

$$p_1 \propto \frac{1}{r^4}, \quad \rho_1 \propto \frac{1}{r^3}. \quad (13)$$

Этот закон изменения плотности легко получить и непосредственно из физических соображений, считая для адиабатических условий, что давление обусловлено излучением:

$$p_1 \propto L_1 \propto \sigma T_1^4, \quad (14)$$

а температура подчиняется скейлинговому соотношению $T_1 \propto 1/r$, что немедленно, в силу (14), приводит к $p_1 \propto 1/r^4$ и, согласно (10), к $\rho_1 \propto 1/r^3$.

При рассмотрении нецентрального взрыва в точке с координатой R_0 и плотностью ρ_0 , второе соотношение (13) для плотности невозмущенной среды представим в виде $\rho_1 = \rho_0 (R_0/R')^3$. При этом, поскольку тепловая функция невозмущенной среды есть $w_1 = \rho_1 c^2$, в соотношении (5) для Лоренц-фактора $\Gamma \equiv \Gamma'$ движения окрестности лидирующей точки УФ показатель степени $N = 3$.

Тогда, согласно (6), на больших временах Лоренц-фактор Γ движения УФ асимптотически постоянен и пропорционален энергии взрыва

$$\Gamma^2 \xrightarrow{t \rightarrow \infty} const = EAR_0^{-3}. \quad (15)$$

Как известно [4], кажущаяся сверхсветовая скорость β_{app} источника, движущегося под малым углом α к лучу зрения наблюдателя, определяется соотношением

$$\beta_{app} = \beta \sin \alpha / (1 - \beta \cos \alpha). \quad (16)$$

В окрестности лидирующей точки УФ, движущейся к наблюдателю под малым углом, из (16), (2) имеем

$$\beta_{app} \approx 2\alpha\Gamma^2 / (1 + (\alpha\Gamma)^2), \quad 1/2\Gamma^2 < \alpha \ll 1 \quad (17)$$

Как видно из (17), сверхсветовая скорость β_{app} будет максимальна для $\alpha = \alpha_{max} \equiv 1/\Gamma$ [26]. При этом, согласно (17), сверхсветовая скорость $\beta_{app} \approx \Gamma \propto \sqrt{E}$.

Соответственно, при постоянстве и достаточной малости угла ($\alpha = const \leq 1/\Gamma$), согласно (15), (17), наблюдаемая сверхсветовая скорость движения лидирующей точки не зависит от расстояния и пропорциональна полной энергии взрыва

$$\beta_{app} \approx 2\alpha\Gamma^2 \equiv \alpha EAR_0^{-3}. \quad (18)$$

Полученный результат находится в соответствии с наблюдательными данными для джета в квазаре 3C 273 [2].

4. Движение невозмущенной среды в окрестности АГЯ

4.1. Ветровой поток в окрестности АГЯ

Скорость истечения невозмущенной среды из центрального объекта в АГЯ предполагается постоянной ($\beta'_1 = const$), при этом ее плотность ρ'_1 убывает по обратному квадратичному закону [8]. Тогда, в соотношении (9) для Лоренц-фактора Γ' движения УФ, тепловая функция невозмущенной среды $w_1 \equiv w'_1/\Gamma'^2 = \rho_0 c^2 (R_0/R')^2$.

На больших временах, в силу сферичности УФ, из (9) следует асимптотика для Γ'

$$\Gamma'^2 \approx EA\Gamma'^2_1 (1 + \beta'_1)^2 R_0^{-2} R_*^{-1}. \quad (19)$$

По аналогии со случаем локального гидростатического равновесия, если в выражении (17) угол $\alpha = \alpha_{max} \equiv 1/\Gamma'$, то сверхсветовая скорость $\beta_{app} \approx \Gamma' \propto \sqrt{ER'}^{-1/2}$. Если же угол α постоянен и достаточно мал, то для сверхсветовой скорости из выражения (17) с учетом соотношения (19) получаем

$$\beta_{app} \approx \alpha EA\Gamma'^2_1 (1 + \beta'_1)^2 R_0^{-2} R_*^{-1}. \quad (20)$$

Мы видим, таким образом, что в случае истечения невозмущенной среды из ядра с постоянной скоростью кажущаяся сверхсветовая скорость β_{app} движения лидирующей точки УФ пропорциональна энергии взрыва и асимптотически убывает обратно пропорционально расстоянию ($R_* \approx R'$) до точки взрыва.

4.2. Аккреционный поток в окрестности АГЯ

Предполагается медленная аккреция (ADAF [21]) на центральный компактный объект ("черную дыру"). Зависимость входящих в (9) тепловой

функции $w_1 \equiv w'_1/\Gamma'^2_1$ и скорости β'_1 невозмущенной среды от расстояния до ядра R' в этом случае

$$w_1 = \rho_0 c^2 (R_0/R')^{3/2}, \beta'_1 = \beta'_0 (R_0/R')^{1/2}, \quad (21)$$

где $\rho_0 = \rho'_0/\Gamma'^2_1$; $\rho'_0, \beta'_0 = const.$

Если скорость аккреционного движения мала по сравнению со скоростью света, в силу сферичности УФ, выражение (9) принимает вид (5) при $N = 3/2$

$$\Gamma'^2 \approx E A R_0^{-3/2} R'^{3/2} R_*^{-3}. \quad (22)$$

Тогда, на достаточно больших временах, из (22) следует асимптотика (6) для Лоренц-фактора $\Gamma'^2 \propto E R_*^{-3/2}$. Для сверхсветовой скорости движения лидирующей точки УФ из (17) с учетом (6) получаем

$$\beta_{app} \approx \alpha E A R_0^{-3/2} R_*^{-3/2}. \quad (23)$$

Таким образом, при медленной аккреции релятивистской среды на центральный компактный объект кажущаяся сверхсветовая скорость движения (под постоянным углом к наблюдателю) лидирующей точки УФ также пропорциональна энергии взрыва и асимптотически убывает с расстоянием как $R_*^{-3/2}$. Если же угол $\alpha = \alpha_{max}$, то сверхсветовая скорость $\beta_{app} \propto \sqrt{E} R_*^{-3/4}$.

На Рис.1 представлена зависимость кажущейся сверхсветовой скорости β_{app} движения лидирующей точки УФ от расстояния до точки взрыва R_* ,

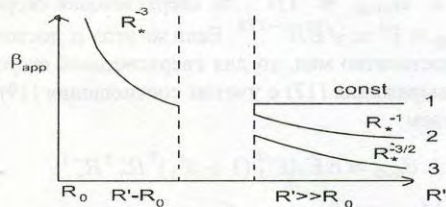


Рис. 1. 1 – локальное гидростатическое равновесие; 2 – ветровой поток; 3 – медленная аккреция (ADAF)

для 3-х рассмотренных случаев движения и стратификации среды. Как видно из Рис.1, закон стратификации r^{-3} , является выделенным и соответствует постоянству Лоренц-фактора движения лидирующей точки (и как следствие — кажущейся сверхсветовой скорости β_{app} , [15]). На ранних временах, в окрестности лидирующей точки $R_* \approx R' - R_0 \ll$

$R_0, \beta'_1 \approx const$, и согласно (7) $\beta_{app} \propto R_*^{-3}$, по аналогии со случаем взрыва в однородной среде ($N_* \approx 0$).

5. Ускорение сверхсветовых компонент радиоджетов

Накачка энергии от центрального по отношению к ударному фронту источника (места взрыва) с мощностью $L(t)$ и Лоренц-фактором потока $\Gamma_L \gg \Gamma$ может быть учтена по схеме Блендфорда и Мак-Ки [12] (смотри также Fig.1a из [16]). Предполагается степенной закон накачки энергии, при степенном законе стратификации невозмущенной среды $w_1 \propto r^{-N}$, движением которой пренебрегаем ($\Gamma' \equiv \Gamma$).

$$\frac{dE}{dt} \equiv L(t) = L_0 t_*^q, \quad (24)$$

где t_* соответствует временной шкале источника, а t – шкале ударного фронта.

В данном случае временная зависимость Лоренц-фактора движения окрестности верхней лидирующей точки УФ имеет вид

$$\Gamma^2 \propto t^m, \quad m = \frac{q + N - 2}{q + 2}, \quad (m < 1). \quad (25)$$

Согласно (25), фронт будет ускоряться при $q + N > 2$ и замедляться при $q + N < 2$ соответственно. Отметим, что длительности испускания энергии в источнике и накачки (ускорения) на фронте существенно различаются [16]. В связи с запаздыванием прихода испущенной энергии, время испускания порции энергии τ_* связано с продолжительностью τ ее накачки к УФ соотношением

$$\tau \sim \tau_* \cdot 2\Gamma^2(\tau).$$

Для удаленного же наблюдателя (см. Fig.1b из [16]), под малым (постоянным) углом к лучу зрения которого движется лидирующая точка, имеем

$$\tau_* \sim \frac{\tau}{2\Gamma^2(\tau)} \simeq \frac{l(\tau)}{\beta_{app}(\tau)}, \quad (26)$$

где $l(\tau) \approx \alpha c \tau$ – пройденное за время ускорения под действием накачки расстояние в картинной плоскости, $\beta_{app}(\tau) = 2\alpha\Gamma^2(\tau)$ – значение кажущейся сверхсветовой скорости движения в картинной плоскости в конце цикла ускорения. В том случае, если $\alpha = \alpha_{max}$, согласно (25) $\alpha c \tau = (1 - m/2)l(\tau)$, где $1 - m/2 \sim 1$, и по прежнему справедливо соотношение (27).

Из данного соотношения видно, что, наблюдаемое время ускорения лидирующей точки УФ (стоящее справа), должно совпадать по порядку со временем накачки (вспышки) в источнике τ_* . При этом, поскольку угол α не входит явно в правую часть (26), а остальные величины определяются из наблюдательных данных, при сравнении времен ускорения и предполагаемой накачки от вспышек угол α знать не требуется.

На Рис.2, взятом из [28], представлены наблюдательные данные по сверхсветовым скоростям компонент джета ЗС 345. Видны циклы ускорения и последующего замедления сверхсветовых компонент в пределах первых миллиардсекунд. Отождествляем первые циклы ускорения сверхсветовых компонент с накачкой от вспышек. Тогда наблюдаемые продолжительности ускорения должны совпадать по порядку с длительностью соответствующих вспышек.

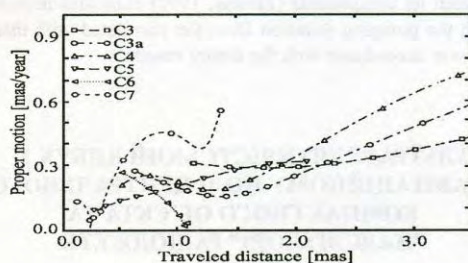


Рис. 2. Ускорение сверхсветовых компонент джета ЗС 345 в картинной плоскости (данные из обзора Zensus [28])

Результаты сравнения данных Зенсуса, Лобанова и др. [28] с данными по длительностям вспышек [1,2,19] приведены в табл.1, из которой видно совпадение по порядку продолжительностей ускорения сверхсветовых компонент (в пределах первой миллиардсекунды) с длительностью соответствующих медленных оптических вспышек.

6. Заключение

1. В случае локального гидростатического равновесия релятивистской среды в окрестности АГЯ имеет место асимптотическое постоянство наблюдаемой сверхсветовой скорости β_{app} и ее пропорциональность полной энергии взрыва [15].

2. При взрывах с накачкой энергии из центрального источника наблюдаемые интервалы ускорения

Таблица 1. Продолжительности оптических вспышек и ускорений сверхсветовых компонент ЗС 345

Ком- по- нент	Продолжительность		
	медленной вспышки ¹ τ_*	быстрой вспышки ² (сутки)	ускорения (накачки) ³ $l(\tau)/\beta_{app}(\tau)$
C3	≈ 2.3 года	10 – 20	≤ 3.55 года
C3a	≈ 2.3	—/—	≤ 2.19
C4	≈ 1.8	—/—	≤ 1.72
C5	≈ 2	—/—	~ 6.16
C6	≈ 2.2	—/—	~ 1.83
C7	~ 2	—/—	~ 1.45

¹ Данные из [1,3,19], ² см. [3,13],

³ см. Рис. 2 взятый из Zensus [28].

сверхсветовых компонент радиоджетов [28] могут быть отождествлены с периодами накачки от оптических вспышек, см. табл.1 [16].

3. Для аккреционных и ветровых потоков в окрестности АГЯ получены зависимости β_{app} от расстояния от ядра (20), (23), которые могут соответствовать замедлению (или вторичному ускорению, см. (6) для $N > 3$) сверхсветовых компонент после прекращения действия накачки.

Таким образом, даже предварительный анализ данных по корреляции оптических вспышек и движения сверхсветовых компонент позволяет считать, что модель взрывной ультрарелятивистской волны вполне может соответствовать физике процессов, происходящих в ядрах активных галактик – квазаров и радиогалактик. Отметим, что мы не рассматривали конкретного механизма излучения УФ, используя лишь представление о релятивистской абберации.

Со временем форма УФ перестает быть сферической, прежде всего в окрестности нижней лидирующей точки, и необходимо решение уравнения типа (4). При этом возможно огибание центрального объекта ударной волной, сопровождаемое движением светящихся в сторону наблюдателя точек ударного фронта.

Список литературы

- [1] М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, *Астрофизика*, **22**, 247, **23**, 459 (1985)
- [2] М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, *АЖ*, **70**, 241 (1993)
- [3] М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, *ПЖ*, **25**, 893 (1999)
- [4] В. Л. Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука (1981)

- [5] А. С. Компанеев, *ДАН СССР*, **130**, 1001 (1960)
- [6] В. М. Конторович, С. Ф. Пименов, *Изв. ВУЗов Радиофизика*, **41**, 683 (1988)
- [7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*. М.: Наука, Физматгиздат (1986)
- [8] В. М. Липунов, *Астрофизика нейтронных звезд*. М.: Наука, (1987)
- [9] M. C. Begelman, R. D. Blandford & M. Rees, *Rev. Mod. Phys.*, **56**, 255 (1984)
- [10] G. S. Bisnovatyi - Kogan, S. A. Silich, *Rev. Mod. Phys.*, **67**, 661 (1995)
- [11] R.D.Blandford, *E-prepr. astro-ph/9902001* (1999)
- [12] R. D. Blandford & C. F. McKee, *Physics of Fluids*, **19**, 1130 (1977); *MNRAS*, **180**, 343 (1976)
- [13] J. N. Bregman, et al, *Ap. J.*, **301**, 708 (1986)
- [14] D.C. Gabuzda, et al, *Ap. J.*, **435**, 140 (1994)
- [15] V. M. Kontorovich, V. N. Pasyuga, *Odessa Astronomical Publications*, **12**, 93 (1999)
- [16] V. M. Kontorovich, V. N. Pasyuga, S. F. Pimenov, *Astronomical & Astrophysical Transactions*, **19** (2000)
- [17] T. P. Krichbaum, et al, *A & Ap*, **237**, 3 (1999)
- [18] C. J. Lada, *ARA & Ap*, **23**, 267 (1985)
- [19] A. P. Lobanov & J. A. Zensus, *Ap. J.*, **521**, 509 (1999)
- [20] R. L. Mutel, R. B. Phillips, et al, *Ap. J.*, **352**, 81 (1990)
- [21] R. Narayan & I. Yi, *Ap. J.*, **144**, 231 (1994)
- [22] B. Paszynski, *E-prepr. astro-ph/9909048* (1999)
- [23] M. Pohl, W. Reich, et al, *A & Ap*, **303**, 383 (1995)
- [24] P. R. Shapiro, *Ap. J.*, **233**, 831 (1979); **236**, 958 (1980)
- [25] G. V. Ustugova, R. V. E. Lovelace, M. M. Romanova, et al, *Ap. J.*, **541**, L21 - L24 (2000)
- [26] R. C. Vermeulen, M. H. Cohen, *Ap. J.*, **430**, 467 (1994)
- [27] M. Vietri, *E-prepr. astro-ph/9911523* (1999)
- [28] J. A. Zensus, *ARA & Ap*, **35**, 607 (1997)

ULTRARELATIVISTIC EXPLOSION IN GRAVITATIONAL FIELD OF COMPACT CENTRAL OBJECT AND "SUPERLIGHT" RADIO JETS

V. M. Kontorovich and V. N. Pasiuga

The dependence of apparent super luminal velocities of radio jet components from the parameters of the correlated with them optical flares in AGNs and from the surrounding medium characteristics is investigated. The super-luminal components of the parsec scale jets are identified with the moving to the observer luminous parts of the shock front from the non central explosion in the vicinity of the central compact object ("black hole") in the AGN. In the case of explosion in a local hydrostatic equilibrium medium the apparent super luminal velocity of these regions are asymptotically constant and proportional to the total energy of the explosion in accordance with the observational data for 3C 273 (Babadzhanyanz and Belokon, 1993). For the quasar 3C 345 the observed durations of the acceleration of the super luminal jet components (Zensus, 1997) coincides in order with the pumping duration from the correlated with them flares in accordance with the theory results.

УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСЬКИЙ ВИБУХ У ГРАВІТАЦІЙНОМУ ПОЛІ ЦЕНТРАЛЬНОГО КОМПАКТНОГО ОБ'ЄКТА ТА "НАДСВІТЛОВІ" РАДІОДЖЕТИ

В. М. Конторович, В. Н. Пасюга

Досліджується залежність уявних "надсвітлових" швидкостей компонентів радіоджетів від параметрів оптичних спалахів у АГЯ, які корелюють з компонентами, та властивостей оточуючого середовища. "Надсвітлові" компоненти парсеківих радіоджетів ототожнюються з світними ділянками ударних фронтів, що рухаються до спостерігача, від нецентрального ультрарелятивістських вибухів поблизу центрального компактного об'єкта ("чорної діри") у АГЯ. У разі вибуху у середовищі, яке знаходиться у стані локальної гідродинамічної рівноваги, уявні "надсвітлові" швидкості руху даних ділянок є асимптотично сталими та пропорційними повній енергії вибуху, у відповідності з даними спостережень для 3C 273 (Бабаджанян, Білоконь, 1993). Для квазара CN 345 час прискорення надсвітлових компонентів джета, який спостерігається (Zensus, 1997), співпадають за порядком з тривалістю накачки від спалахів, які корелюють з компонентами, згідно з висновками даної теорії.