

# Формирование структур конусов ионизации в галактиках с активными ядрами

## II. Нелинейное гидродинамическое моделирование

В.Л.Афанасьев<sup>1</sup>, С.Н.Додонов<sup>1</sup>, С.С.Храпов<sup>2</sup>, В.В.Мусцевой<sup>2</sup>, А.В.Моисеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 369167, Россия

<sup>2</sup> Волгоградский государственный университет, Волгоград, 400062

Поступила в редакцию 21 сентября 2006; принята к печати 24 ноября 2006.

В части I данной работы (Статья I) была описана равновесная модель струи в гравитационном поле, отвечающем участку твердотельного вращения диска галактики. Методом линейного анализа устойчивости нами была найдена волноводно-резонансная неустойчивость внутренних гравитационных волн, обусловленная эффектом сверхотражения этих волн от границ струи. В данной части работы нами проведено нелинейное численное 2D- и 3D-моделирование развития этой неустойчивости. Показано, что ударные волны, порождаемые ею в окружающей струю среде, локализованы в конусе большого угла раствора и способны создавать структуры, по морфологии похожие на наблюдаемые в галактиках с активными ядрами (например NGC 5252).

**Ключевые слова:** численное моделирование, джеты, галактики Сейферта

**FORMATION OF IONIZATION-CONE STRUCTURES IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI. II. NONLINEAR HYDRODYNAMIC MODELLING, by V.L.Afanasiev, S.N.Dodonov, S.S.Khrapov, V.V.Mustsevoi, A.V.Moiseev.** In Part I of this paper (Paper I) we described an equilibrium model of a jet in the gravitational field corresponding to the rigid-rotation region of the galactic disk. We used linear stability analysis to find the waveguide-resonance instability of internal gravity waves due to the superreflection of these waves from the jet boundary. In this part of the paper, we perform nonlinear numerical 2D and 3D simulations of the development of this instability. We show that the shocks produced by this instability in the ambient medium of the jet are localized inside a cone with a large opening angle and are capable of producing features that are morphologically similar to those observed in galaxies with active nuclei (NGC 5252, for example).

**Key words:** numerical simulations – jets – Seyfert galaxies

### 1. Введение

В Статье I (Афанасьев и др., 2007) в рамках линейного анализа устойчивости нами была рассмотрена возможность формирования регулярных структур из-за развития гидродинамических неустойчивостей в конических струях, в том числе с большим углом раствора. В то же время сам факт существования таких низкоколлимированных струйных выбросов из активных ядер галактик пока вызывает сомнения — широко распространена точка зрения, что наблюдаемые образования представляют собой не выбросы вещества, а конусы излучения (см. “Введение” в Статье I). С чисто гидродина-

мических позиций также не вполне ясно, почему в подобных друг другу аккреционно-струйных объектах в случае протозвездных систем возникает высококоллимированный джет, а в случае активных ядер галактик может формироваться истечение в широкий конус. Следует заметить, что из наблюдений крайне трудно сделать вывод о том, какой случай конического выброса реализуется в действительности — высококоллимированный или с большим углом раствора. Это связано с тем, что практически всегда струи из активных ядер галактик наблюдаются сквозь фронт ударной волны большой интенсивности, создаваемой вторже-

нием вещества выброса в невозмущенную окружающую среду (Falcke et al., 1996; Nagar et al., 1999). Соответственно, на луче зрения в любом случае присутствует значительное количество ионов, испытавших ударное возбуждение.

В данной работе мы рассматриваем альтернативную Статье I ситуацию, когда струйный выброс из ядра галактики коллимирован, но нелинейная стадия развития неустойчивости в струе приводит к тому, что созданные ею ударные волны локализованы в широком конусе. Этим эффектом, как представляется, также можно объяснить формирование наблюдаемых в окрестности сейфертовских ядер структур (Z-подобные “рукава”, “арки”, “дуги” — см. Статью I). Отметим, что на возможность образования таких структур в окрестности ядер активных галактик из-за взаимодействия вещества радиоджета с межзвездной средой в пограничном слое указывалось в работах Nardee (1982), Falcke et al. (1996), Lobanov et al. (2006).

В разделе 2 мы описываем методику численного моделирования, в разделе 3 обсуждаем его результаты и доказываем, что нарастающие в струе из-за волноводно-резонансной неустойчивости возмущения формируют в окружающей среде систему интенсивно высвечивающихся нелинейных волн, и в разделе 4 суммируем основные выводы и делаем заключительные замечания.

## 2. Методика численного нелинейного моделирования

Используемая нами в данной части работы стационарная модель полностью аналогична описанной в Статье I. Исключение составляют конкретные числовые значения параметров, приведенные нами в конце данного раздела.

### 2.1. Основные уравнения

При численном моделировании динамики возмущений нами использовалась следующая система уравнений гидродинамики в дивергентной форме в сферической системе координат  $(r, \theta, \varphi)$ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho U \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \left( \frac{|\mathbf{V}|^2}{r} - \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial(r\rho W)}{\partial t} + \operatorname{div}(r\rho W \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho V^2 \operatorname{ctg} \theta, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(r \sin \theta \rho V)}{\partial t} + \operatorname{div}(r \sin \theta \rho V \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial \varphi}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div}[\mathbf{V}(E + p)] = -\rho U \frac{\partial \Psi}{\partial r} + C_{\Gamma} \rho \varepsilon - C_{\Lambda} \rho^2 \varepsilon^{5/2}, \quad (5)$$

где

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 U) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta}(\sin \theta W) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi},$$

$\rho$  — плотность,  $p$  — давление,  $\mathbf{V} = (U, W, V)$  — вектор скорости,  $E = \rho \frac{|\mathbf{V}|^2}{2} + \frac{p}{(\gamma - 1)}$  — полная энергия,  $\varepsilon = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}$  — внутренняя энергия единицы массы.

### 2.2. Численная схема и граничные условия

Для численного интегрирования системы уравнений (1)–(5) была реализована схема TVD–E (Ryu et al., 1993), модифицированная нами для сферической системы координат, с неравномерным шагом в радиальном направлении.

Для исследования динамики осесимметричных возмущений использовалась двумерная (2D) схема  $(r, \theta)$  с областью интегрирования  $(r_{in} \leq r \leq r_{ex}$  и  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ), содержащей  $N_r \times N_\theta$  ячеек. Для изучения динамики неосесимметричных возмущений использовалась трехмерная (3D) схема  $(r, \theta, \varphi)$  с областью интегрирования  $(r_{in} \leq r \leq r_{ex}$ ;  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ;  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ), содержащей  $N_r \times N_\theta \times N_\varphi$  ячеек.

Из линейного анализа (Статья I) следует, что длина волны возмущений увеличивается линейно с расстоянием, т.к.  $kr = \text{const}$ . В соответствии с этим в численном моделировании задавался неравномерный шаг по радиальной координате  $\Delta r_{i+1} = e^{\Delta x} \Delta r_i$ , где  $\Delta x = (\ln r_{ex} - \ln r_{in})/N_r$ . При таком определении  $\Delta r$  количество ячеек, приходящееся на длину волны, остается постоянным вдоль радиуса. В  $\theta$ - и  $\varphi$ -направлениях шаг интегрирования задавался постоянным, т.е.  $\Delta \theta = \pi/2N_\theta$ ,  $\Delta \varphi = 2\pi/N_\varphi$ .

Для того, чтобы избежать искажений в плоскости  $(r, \theta)$ , обусловленных различной схемной скоростью распространения возмущений в  $r$ - и  $\theta$ -направлениях, необходимо задавать одинаковую длину ячеек  $\Delta r_i$  и  $r_i \Delta \theta$  в этих направлениях соответственно. Т.е.  $\Delta x = \Delta \theta$  и  $N_r = 2N_\theta (\ln r_{ex} - \ln r_{in})/\pi$ .

Необходимым условием раскочки неустойчивых мод при численном моделировании является наличие переходного слоя конечной толщины между веществом струи и окружающей средой (см. Статью I). Протяженность переходного слоя задавалась размером ячейки в  $\theta$ -направлении. При таком определении толщина переходного слоя уменьшается с увеличением  $N_\theta$ . Равновесные распределения в переходном слое имеют следующий

вид:

$$\begin{aligned} U_s(r) &= U_j(r)/2, \\ \rho_s(r) &= \frac{\tilde{R}\rho_j(r)r^2}{\Omega^2 r^2 + U_j^2(r)/4}, \\ p_s(r) &= p_j(r) = p_a(r), \end{aligned}$$

где индексами “j”, “a” и “s” обозначены величины, относящиеся к струе, к окружающей ее среде и к переходному слою между ними соответственно,  $U_j$  и  $U_s$  — радиальные скорости течения газа в равновесном состоянии.

Начальное возмущение  $\theta$ -компоненты скорости задавалось в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tilde{W}(r, \theta, \varphi) &= \Delta_w \sin(kr \ln r + m\varphi) \times \\ &\times \exp \left\{ - \left( \frac{\sin \theta - \sin \theta_j}{\delta} \right)^2 \right\}, \end{aligned}$$

где  $\Delta_w$  — начальная амплитуда возмущений ( $\Delta_w \ll U_j$ ),  $kr$  — безразмерное волновое число,  $m$  — номер моды по азимуту, масштабный фактор  $\delta$  принимался равным 0.2.

Использовались следующие граничные условия.

- В плоскости симметрии системы ( $\theta = \pi/2$ ) симметричные граничные условия  $f(\pi/2 - 0) = f(\pi/2 + 0)$  для  $E$ ,  $\rho$ ,  $U$ ,  $V$ , а антисимметричные —  $f(\pi/2 - 0) = -f(\pi/2 + 0)$  для  $W$ .

- На оси симметрии системы ( $\theta = 0$ ) 2D-схема: симметричные граничные условия  $f(-0) = f(+0)$  для  $E$ ,  $\rho$ ,  $U$  и антисимметричные  $f(-0) = -f(+0)$  для  $W$ . 3D-схема:  $f(r, -0, \varphi) = f(r, +0, \varphi + \pi)$ .

- При  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 2\pi$  — периодические условия  $f(-0) = f(2\pi - 0)$ ,  $f(2\pi + 0) = f(+0)$ .

- На внутренней ( $r = r_{in}$ ) и на внешней ( $r = r_{ex}$ ) по радиусу границах:

$$\begin{aligned} f(r_{in} - 0) &= f_0(r_{in} - 0) + \tilde{f}(r_{in} + \lambda) \frac{B_f(r_{in} - 0)}{B_f(r_{in} + \lambda)}, \\ f(r_{ex} + 0) &= f_0(r_{ex} + 0) + \tilde{f}(r_{ex} - \lambda) \frac{B_f(r_{ex} + 0)}{B_f(r_{ex} - \lambda)}, \end{aligned}$$

где  $B_f(r)$  — амплитудная функция (огibaющая возмущений),  $\lambda$  — длина волны возмущений, индексом “0” помечены равновесные значения. В начальный момент времени в соответствии с результатами линейного анализа (Статья I) амплитудная функция определяется следующим образом:  $B_f(r) = r^{\beta_f}$ . В последующие моменты времени  $B_f$  вычисляется посредством аппроксимации минимумов и максимумов возмущений в расчетных ячейках.

### 2.3. Значения параметров и способ перехода к безразмерным величинам

Описывающий интенсивность высвечивания безразмерный параметр  $\tau = t_{dyn}/t_{rad}$  определяется

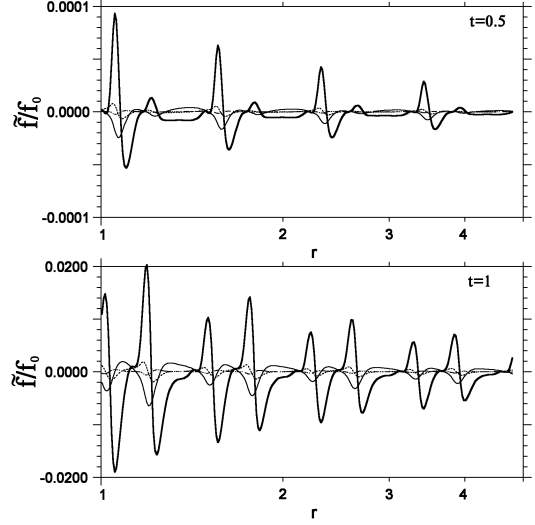


Рис. 1: Радиальные зависимости относительных возмущений ( $\rho$  — жирные сплошные линии,  $U$  — сплошные линии,  $p$  — штриховые и  $W$  — штрихпунктирные) для  $\theta = \theta_j$  в различные моменты времени:  $t = 0.5$  (вверху) и  $t = 1$  (внизу). Большие амплитуды соответствуют гармонике  $n_j = 0$  волноводно-резонансной моды, меньшие амплитуды — моде Кельвина-Гельмгольца.

отношением двух характерных времен задачи: динамического времени  $t_{dyn}$  и времени высвечивания  $t_{rad}$ . Здесь  $t_{dyn} = r \sin \theta_j / c_j$  — время распространения возмущений от границ до оси симметрии струи ( $\theta = 0$ ), а  $t_{rad} = p / [(\gamma - 1) C_\Lambda \rho^2 \varepsilon^{5/2}]$  — время, за которое из-за охлаждения высвечиванием энергия газа уменьшается в  $e$  раз. При  $\tau \ll 1$  влияние высвечивания на динамику возмущений пренебрежимо мало (Статья I). При  $\tau \geq 1$  высвечивание играет важную роль в эволюции неустойчивых мод.

Процессы, связанные с вязкостью и теплопроводностью, не учитываем, поскольку элементарные оценки показывают, что отношение динамического времени к характерному времени таких процессов порядка  $\text{Kn}/M \ll 1$ , где  $\text{Kn}$  — число Кнудсена,  $M$  — число Маха.

Моделирование проводилось для  $\gamma = 5/3$ ,  $\tau = 2$  либо  $\tau = 4$ , углов полураствора струи  $\theta_j = 5^\circ$  либо  $\theta_j = 10^\circ$  при перепаде плотности окружающей среды и струи  $\tilde{R} = 5$  либо  $\tilde{R} = 10$ .

В соответствии с результатами Статьи I число Маха выброса принималось равным  $M \simeq 0.69$  либо  $M \simeq 0.74$ . Для начальных возмущений задавалось  $kr = 16$  и  $\Delta_w = 10^{-9}$  или  $\Delta_w = 10^{-8}$ . Поскольку качественных различий в результатах обеих серий не возникло, далее описывается эксперимент с  $\Delta_w = 10^{-8}$ . Результаты ряда серий численного моделирования показали, что наиболее быстро

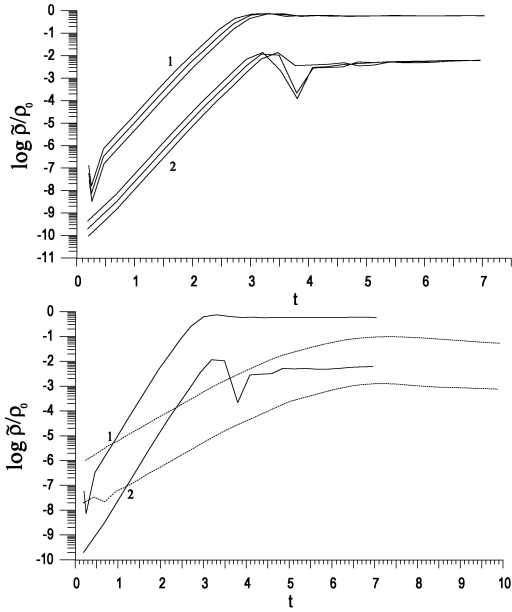


Рис. 2: Зависимости логарифмов амплитуды возмущений плотности от времени: при  $\theta = \theta_j$  — кривые семейства 1 и при  $\theta = 1.5\theta_j$  — кривые семейства 2. На верхнем рисунке средние кривые каждого семейства соответствуют  $r(N_r/2)$ , нижние —  $r(3N_r/4)$ , и верхние —  $r(N_r/4)$ . На нижнем рисунке сплошные кривые получены на сетке  $256 \times 128$ , штриховые —  $128 \times 64$ .

нарастают гармоники с  $kr = 16$ , именно их мы и показываем на рисунках.

Отметим, что необходимость задания такого сравнительно большого угла раствора струи диктовалась ограниченными возможностями используемых нами компьютеров. Для корректной обработки возмущений на полураствор струи должно приходиться хотя бы 10 ячеек расчетной области, а существенно увеличивать  $N_\theta$  мы не могли из-за ограниченного объема оперативной памяти используемых компьютеров.

Безразмерные границы расчетной области определялись значениями  $\tilde{r}_{in} = 1$  и  $\tilde{r}_{ex} = e^\pi$ . Согласно сказанному в Статье I, наше рассмотрение проводится для радиусов, отвечающих участку твердотельного вращения диска галактики с угловой скоростью  $\Omega \simeq 100 - 300 \text{ км с}^{-1} \text{ кпк}^{-1} = \text{const}$  (что соответствует области внутри балджа).

Значение внешней границы в размерных величинах составляет  $r_{ex} \simeq (0.5 - 3) \text{ кпк}$  и внутренней в  $e^\pi$  раз меньше —  $r_{in} \simeq (22 - 130) \text{ пк}$ , в зависимости от особенностей кривых вращения реальных галактик.

Для выбора способа перехода к безразмерным величинам скорости отметим, что из баланса давлений в струе и в окружающей ее среде (уравнение

(4) в Статье I) следует, что уравнение (5) из Статьи I можно переписать в виде:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial U_j^2}{\partial r} = \left( \frac{\rho_a}{\rho_j} - 1 \right) \frac{\partial \Psi}{\partial r}. \quad (6)$$

Учитывая далее, что  $U_j \propto r$  и изменение с радиусом гравитационного потенциала, согласно Статье I:

$$\Psi = \Psi_0 + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2, \quad (7)$$

из (6) находим:

$$U_j = \Omega r \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_j} - 1} = \Omega r \sqrt{\tilde{R} - 1}. \quad (8)$$

Таким образом, естественно нормировать скорость на  $\Omega r_{ex}$ . Скорости звука в струе и в окружающей среде при этом однозначно определяются безразмерными параметрами  $M$  и  $\tilde{R}$ . Поскольку для типичных галактик выполняется  $\Omega r_{ex} \simeq (100 - 300) \text{ км с}^{-1}$ , из (8) следует, что струя должна быть высокоскоростная (для выбранного выше значения  $\tilde{R}$ , например,  $U_j = 3\Omega r$ ), несмотря на дозвуковой характер течения в ней ( $U_j < c_j$ ). Это соответствует сделанному в Статье I выводу о необходимости сильного разогрева вещества струи излучением ядра галактики.

Безразмерное время определялось следующим образом:  $\tilde{t} = t \Omega$ . Поскольку  $\Omega = (0.1 - 2) \cdot 10^{-14} \text{ рад с}^{-1}$ , то этому соответствует  $t = (0.5 - 9) \cdot 10^{14} \text{ с} = (0.2 - 2.9) \cdot 10^7 \text{ лет}$ .

Наконец, для перехода к безразмерной плотности нами было выбрано значение  $\rho_j(r_{in}) = 6.7 \cdot 10^{-23} \text{ г см}^{-3}$ , что соответствует концентрациям  $n_j(r_{in}) = 35 \text{ см}^{-3}$ .

### 3. Результаты нелинейного численного моделирования

#### 3.1. Основные замечания

При исследовании особенностей эволюции возмущений мы имели возможность задать более высокое пространственное разрешение для осесимметричных мод (2D) и, следовательно, получить эффекты более высокого порядка. Поэтому мы сначала обсуждаем динамику пинчевых ( $m = 0$ ) мод (глава 3.2), а лишь затем трехмерных геликоидальных ( $m = 1$ ) мод (п. 3.3).

Необходимо отметить трудности вычисления светимости и поверхностной яркости моделируемых структур. Из системы уравнений (1)–(5) хорошо видно, что мы не можем вычислить реальную светимость в отдельных эмиссионных линиях, поскольку в эту систему не входят уравнения фотоионизационного баланса. Однако структуры,

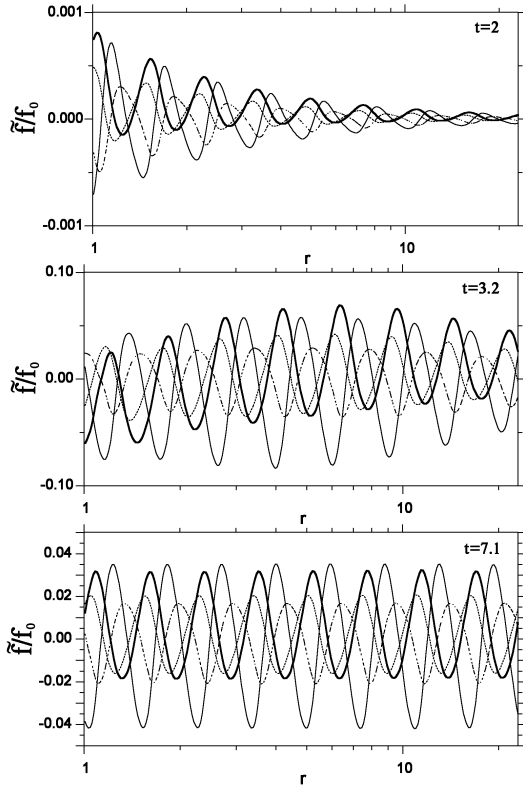


Рис. 3: Радиальные зависимости относительных возмущений ( $\rho$  — жирная сплошная линия,  $U$  — тонкая,  $p$  — штриховая, и  $W$  — штрихпунктирная линии) в различные моменты времени при  $\theta = \theta_j/2$ :  $t = 2$  (вверху),  $t = 3.2$  (посередине), и  $t = 7.1$  (внизу).

обсуждаемые в последующих главах, наблюдаются внутри конусов ионизации как в бальмеровских, так и в запрещенных линиях, возбуждаемых ударными волнами. В процессе анализа результатов моделирования мы определили относительную светимость деталей волнового узора в эмиссионных линиях как интеграл вдоль луча зрения функции  $(\rho^2 \Lambda(T) - \rho_0^2 \Lambda(T_0)) / \rho_0^2 \Lambda(T_0)$ . При таком определении необходимо вычесть из общего излучения вклад горячей материи внутри джета. Поэтому интегрирование по ячейкам внутри струи ( $\theta \leq \theta_j$ ) не проводилось, поскольку температура ионизованного газа здесь настолько высока, что он не может излучать в оптических линиях и большая часть светимости приходится на рентгеновский диапазон.

### 3.2. Результаты 2D-моделирования

Как уже отмечалось в разделе 2, мы провели серию вычислений с различными величинами параметров и числом ячеек в расчетном пространстве:  $N_r = 128$ ,  $N_\theta = 64, 128, 256$ . Тщательное срав-

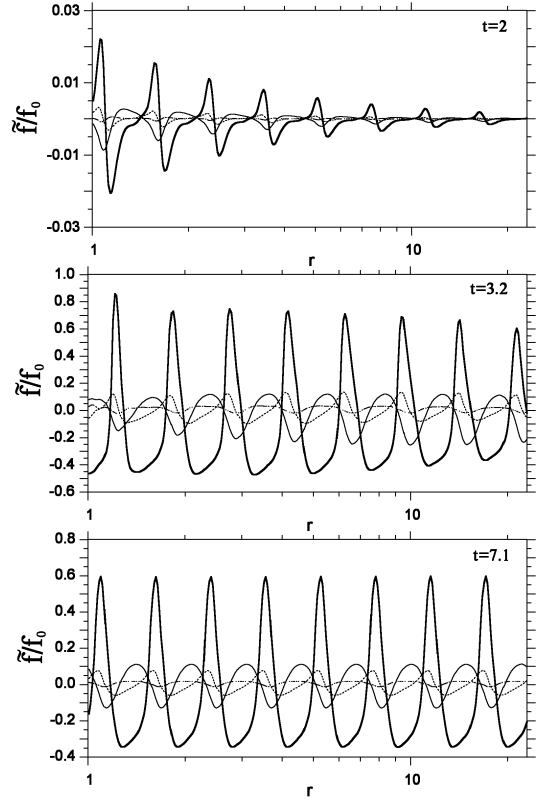


Рис. 4: То же, что на рис. 3, но для  $\theta = \theta_j$ .

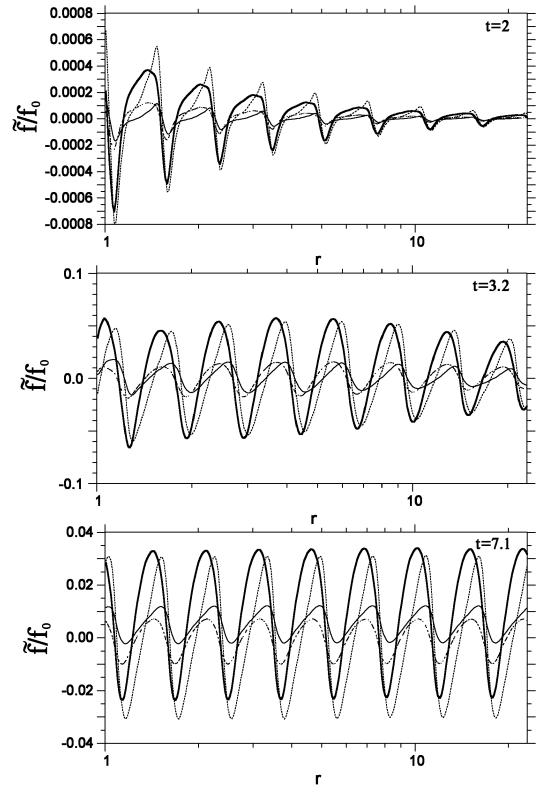


Рис. 5: То же, что на рис. 3, но для  $\theta = 1.25\theta_j$ .

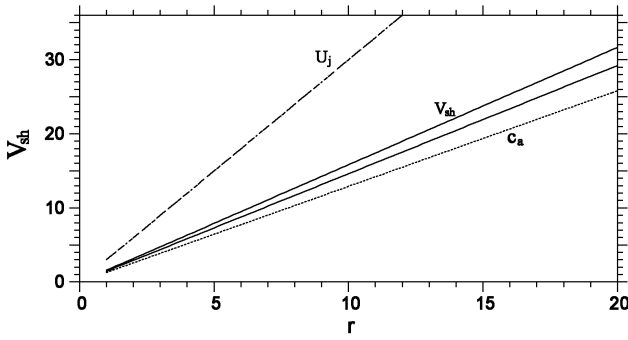


Рис. 6: Скорости фронтов ударных волн в момент времени  $\tilde{t} = 7.1$ : при углах  $1.25\theta_j$  — сплошная верхняя линия,  $1.5\theta_j$  — сплошная нижняя линия. Штриховой линией показана скорость звука в окружающей среде ( $c_a$ ), штрихпунктирной — скорость струи ( $U_j$ ).

нение собственных функций, полученных из линейного анализа, с результатами начальной стадии численного моделирования показывает, что во всех численных экспериментах имело место развитие двух неустойчивых мод. А именно, поверхностной моды Кельвина–Гельмгольца (КНГ) и основной<sup>1</sup> волноводно–резонансной IGW-моды семейства  $u^-$ . В отличие от последней, мода Кельвина–Гельмгольца оказалась очень чувствительной к толщине переходного слоя от струи к окружающей среде, определяемой пространственным шагом расчетной сетки в  $\theta$ -направлении. Стабилизирующее влияние сглаживания сдвига скорости хорошо известно (см., например, Bodo et al., 1989; Мусцовой и Коперсков, 1991). Поэтому заметный вклад в результирующую картину возмущений КНГ мода давала только на сетке с  $N_\theta = 256$  (см. рис. 1), а в остальных расчетах ее амплитуда была пренебрежимо мала.

Указанное влияние “толщины” переходного слоя на инкремент возмущений проиллюстрировано на рис. 2 — с увеличением пространственного разрешения сетки инкремент нарастает, асимптотически стремясь к значению, определяемому из линейного анализа разрывной модели.

Характерной особенностью эволюции возмущений во всех проведенных сериях расчетов является то, что на линейной стадии роста радиальные зависимости амплитудных огибающих возмущений всех величин хорошо описываются функцией  $r^{\beta f}$  (см. главу 3 Статьи I). В то же время на стадии нелинейного насыщения эти зависимости видоизменяются к виду  $r^{\alpha f}$ , описывающему равновесные

распределения (см. рис. 3–5).

На нелинейной стадии развитие волноводно–резонансной неустойчивости основной ( $n_j = 0$ ) IGW-моды вызывает в среде, окружающей струю, формирование ударных волн, фронт которых примерно параболический в реальном трехмерном пространстве. На рис. 5 показана радиальная зависимость  $r$ -компоненты скорости вещества при  $\theta = 12.5^\circ$ . В том, что обсуждаемые возмущения действительно представляют собой ударные волны, можно убедиться, приняв во внимание тот известный факт, что при использовании численной схемы TVD–E поверхность разрыва всегда оказывается “размазанной” не менее, чем на пять пространственных ячеек схемы (Ryu et al., 1993). Из рис. 5 понятно, что ширина фронта в нашем случае составляет 4–6 ячеек, т.е. здесь действительно наблюдается поверхность разрыва — ударный фронт. Сделанный вывод подтверждается и сравнением скорости распространения возмущений в нормальном к поверхности фронта направлении  $v_{sh}$  со скоростью звука в окружающей среде  $c_a$ . Как видно из рис. 6, скорость фронта сверхзвуковая, причем наш анализ показывает, что число Маха фронта,  $M_{sh} = v_{sh}/c_a$ , не меняется с радиусом. Представляется, что увеличение скорости фронтов ударных волн с радиусом объясняется суммарным действием двух причин. Во-первых, это развитие неустойчивости с удалением от центра. Во-вторых, это хорошо известный эффект ускорения ударной волны при ее распространении в сторону убывания плотности, поскольку для принятого в нашей модели распределения гравитационного потенциала (7) следует, что  $\rho \propto r^{-3}$ .

Рис. 7 демонстрирует эволюцию относительных возмущений светимости, нормированной на ее равновесное значение. Хорошо заметно распространение ударных волн от границы джета в окружающую среду.

Остановимся на следующем моменте, крайне важном для нашего рассмотрения. Для систем с гравитационным потенциалом ньютоновского типа (протозвезды) характерен охват рождающимися в струе возмущениями всей окружающей “атмосферы”. Это связано с тем, что волновое сопротивление в атмосфере меньше, чем в струе:  $\rho_a c_a < \rho_j c_j$ . Именно поэтому для протозвездных аккреционно–струйных систем можно предполагать наличие взаимного влияния джетов и аккреционного диска через волны в атмосфере (Левин и др., 1999). В нашей модели имеет место обратная ситуация:  $\rho_a c_a > \rho_j c_j$ , что препятствует проникновению возмущений в окружающую среду. При этом ударные волны располагаются внутри ограниченного конуса с углом полураствора  $\theta_{cone}$  вокруг центрального джета.

<sup>1</sup> Т.е. не имеющей нулей собственных функций возмущений между границей и осью симметрии струи —  $n_j = 0$  (см. Статью I).

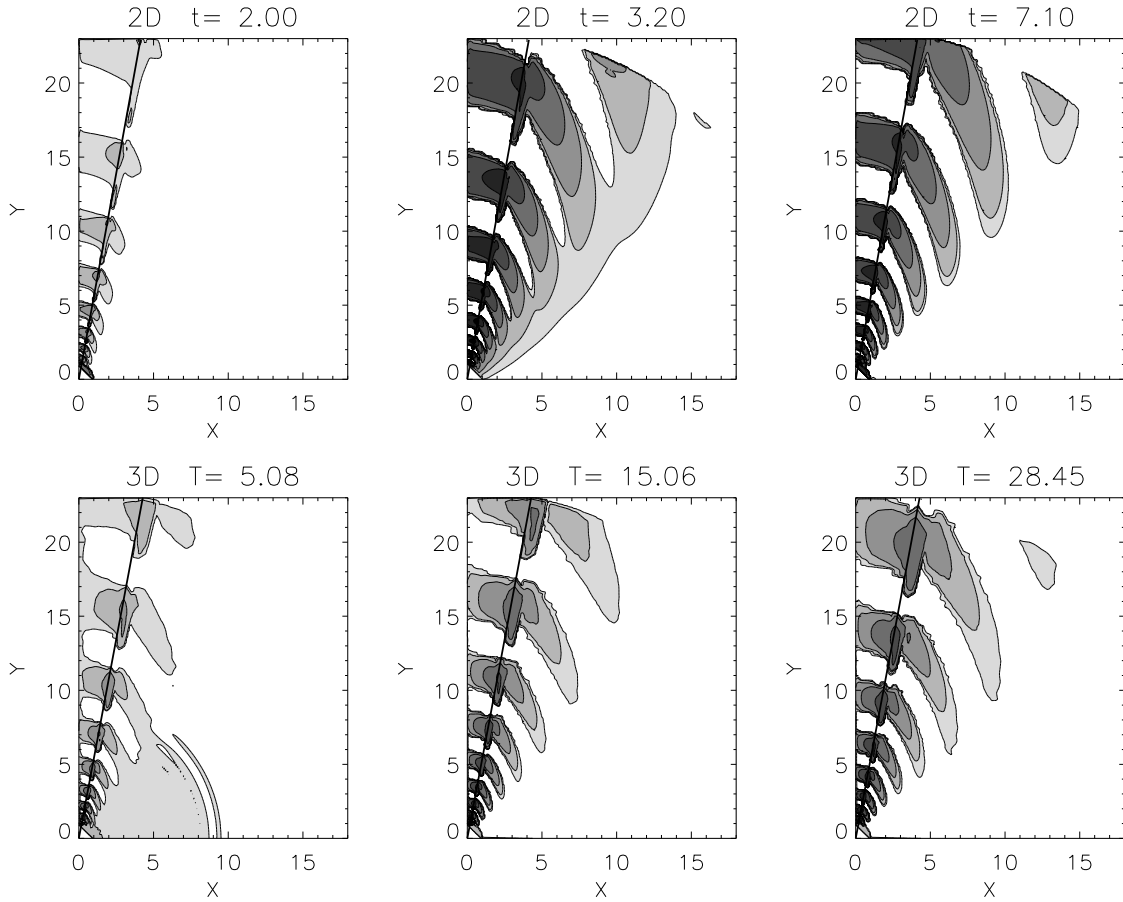


Рис. 7: Линии уровней светимости для двумерного (верхние рисунки) и трехмерного (нижние рисунки) моделирования на плоскости ( $x = r \sin \theta$ ,  $y = r \cos \theta$ ) в различные моменты времени. Наклонной прямой показана граница струи ( $\theta = \theta_j$ ). Более темным цветом показаны большие значения светимости.

Зависимость характерной глубины этого проникновения ( $\theta_{cone} - \theta_j$ ) по широтному углу  $\theta$  от времени показана на рис. 8. Видно, что если сначала величина  $\theta_{cone}$  быстро нарастает со временем, то в последующем она выходит на насыщение. Отметим, что этот эффект локализации возмущений во внешней среде в широком конусе вокруг струи не зависит от типа моды, поскольку волновое сопротивление не зависит от конкретного типа симметрии волн (симметричная или винтовая). Более того, мы утверждаем, что этот эффект не зависит и от физического механизма возбуждения моды. Т.е. и для объемных резонансных мод, обусловленных сверхотражением, и для поверхностных мод Кельвина–Гельмгольца возмущения одинаково быстро спадают в окружающей среде с удалением от границы струи.

Как видно из рис. 8, угол раствора конуса, охватываемого возмущениями, испытывает квазипериодические затухающие осцилляции. Это связано с наличием упомянутой выше нелинейной су-

перпозиции двух мод с различными физическими механизмами раскачки. Эти моды обладают различными частотами и, соответственно, на фоне несущей частоты, определяемой полусуммой их частот, наблюдаются биения на частоте, равной полуразности этих частот. После выхода на нелинейное насыщение мода КНІ начинает плавно затухать. При этом биения также затухают, и дальнейшая эволюция определяется динамикой объемной резонансной моды  $n_j = 0$ . Наиболее наглядно квазипериодические осцилляции прослеживаются на изолиниях усредненных по радиусу возмущений, показанных на плоскости “широтный угол — время” (см. рис. 9).

Кроме того, осцилляции обусловлены еще одним эффектом. Из-за нагрева газа в ударных волнах изменяется закон дисперсии. Это приводит к уменьшению потока энергии, передаваемого возмущениям из-за развития неустойчивости, и их амплитуда уменьшается. Далее высвечивание приводит к релаксации газа в состояние, близкое к

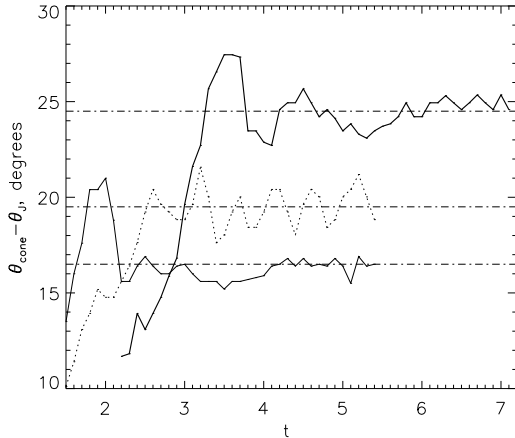


Рис. 8: Зависимость угла раствора охваченной возмущениями конической области от времени. Жирная сплошная линия — эксперимент с сеткой  $256 \times 128$ ,  $\theta_j = 10^\circ$ ,  $\tau = 2$ ,  $\tilde{R} = 10$ . Тонкая сплошная линия — эксперимент с сеткой  $256 \times 256$ ,  $\theta_j = 5^\circ$ ,  $\tau = 4$ ,  $\tilde{R} = 10$ . Штриховая линия — эксперимент с сеткой  $256 \times 256$ ,  $\theta_j = 5^\circ$ ,  $\tau = 4$ ,  $\tilde{R} = 5$ .

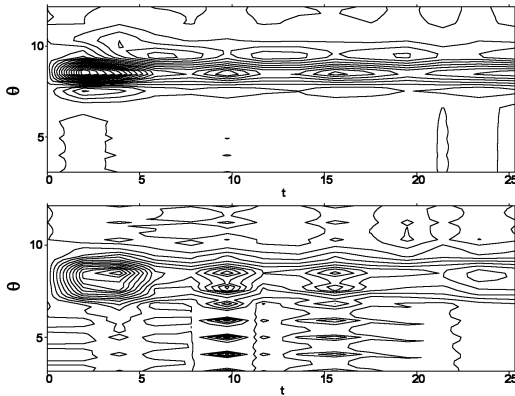


Рис. 9: Контуры усредненных по радиусу распределений температуры  $(T(t) - T(0))/T(0)$  (вверху) и  $\theta$ -компоненты скорости  $W(t)$  (внизу).

равновесному, восстанавливается закон дисперсии, и амплитуда возмущений опять нарастает. Поскольку оба вышеописанных процесса (биения и квазипериодическое изменение закона дисперсии) существенно нелинейны, разделить их трудно.

### 3.3. Результаты 3D-моделирования

В 3D-моделировании мы были вынуждены ограничиться достаточно грубой по углам  $\theta$  и  $\varphi$  сеткой размером  $128 \times 64 \times 32$ . Поэтому рост возмущений из-за описанного в разделе 3.2 эффекта происходил значительно медленнее, чем в 2D-моделировании, и до меньших относительных ам-

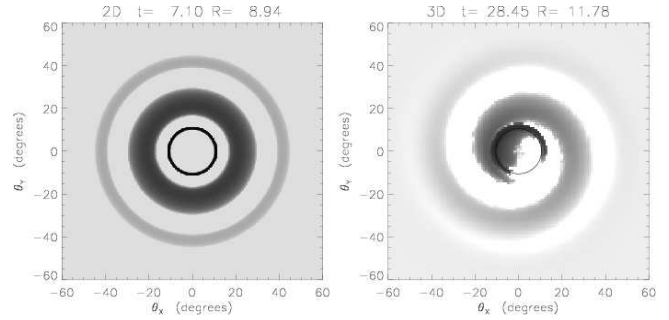


Рис. 10: Разрезы конуса объемной светимости на уровне постоянного радиуса. Темные цвета соответствуют областям максимальной яркости. Слева — осесимметричная мода в 2D-моделировании (конус светимости был получен путем вращения расчетной области вокруг оси  $\theta = 0$ ). Справа — первая винтовая мода по результатам 3D-моделирования. Центральная окружность соответствует границе струи. Над рисунками указаны соответствующие радиус и время.

плитуд. Тем не менее, мы можем утверждать, что все основные закономерности эволюции возмущений такие же, как и в двумерном случае, поэтому здесь мы остановимся только на различиях.

Прежде всего, в 3D-моделировании мы исследовали развитие первой винтовой ( $m = 1$ ) моды до возникновения ударных волн. На выполненном при постоянном значении  $r$  разрезе волновой узор данной моды представляет собой однорукавную отстающую (относительно направления вращения фазового узора) спираль — см. рис. 10. В объеме этот узор представляет собой медленно вращающуюся (в сравнении с  $\Omega r$ ) винтовую структуру, заполняющую широкий конус вокруг центральной коллимированной струи.

Мы построили серию карт распределения получаемой в численных экспериментах поверхностной яркости волнового узора (“изображения в эмиссионных линиях”, см. п. 3.1), задавая различные значения наклона  $i$  оси конуса к лучу зрения. Также были построены поля скоростей, т.е. карты средневзвешенных по светимости скоростей газа вдоль луча зрения. Примеры таких карт отдельно для симметричного и винтового узоров показаны на рис 11.

Видно, что проекции трехмерной винтовой структуры на картинную плоскость зависят от угла  $i$ , можно получить как Z-образный, так и петлеобразный эмиссионный узор. Из-за вращения этого фазового образования на карте лучевых скоростей наблюдается переключение с “красного” на “синее” смещение и обратно при переходе с одной ветви  $z$ -структуры на другую (рис. 12). Во



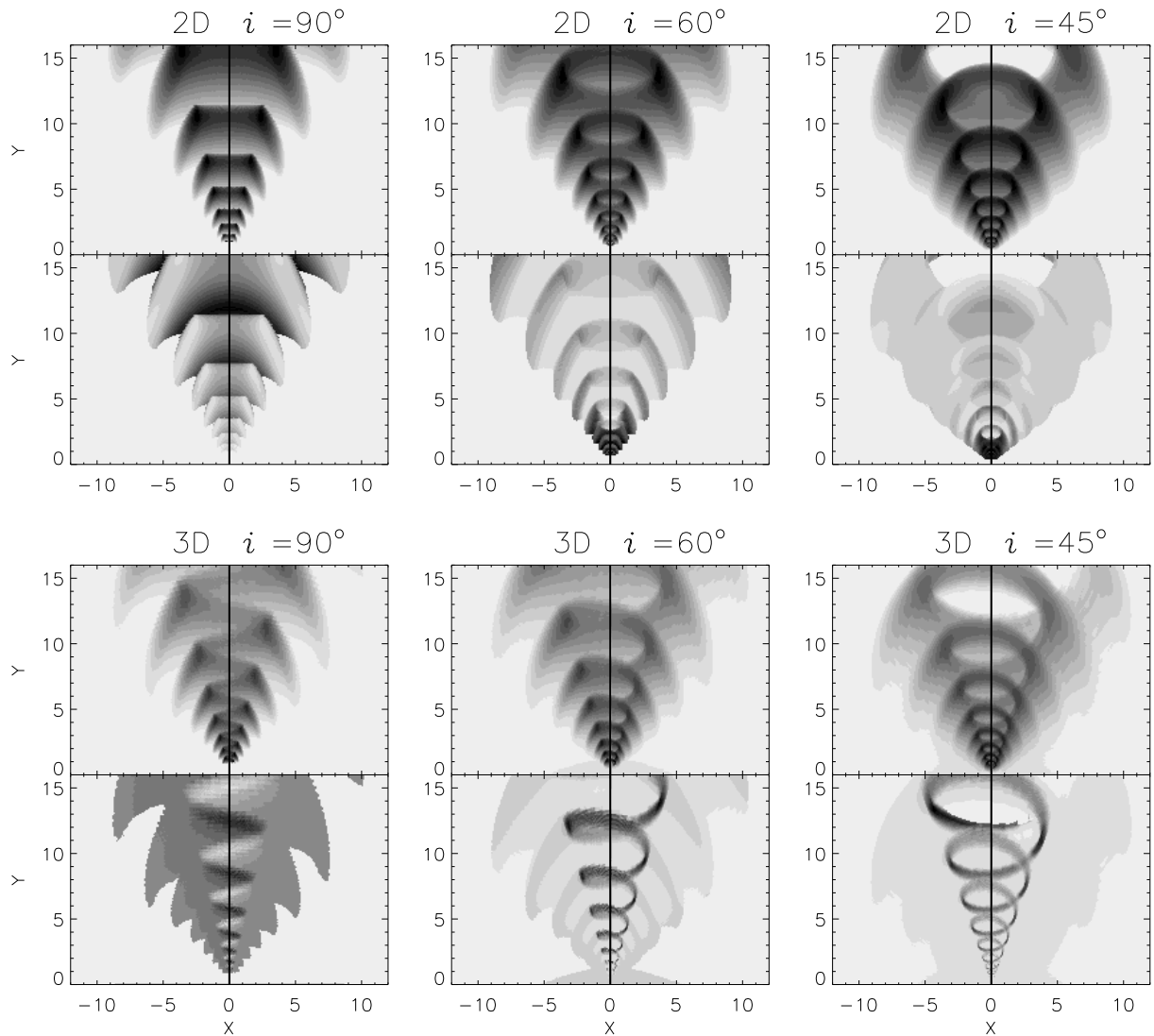


Рис. 11: Проекция моделей эмиссионных конусов на картинную плоскость для различных углов  $i$  между лучом зрения и осью конуса. Верхний блок рисунков — результаты 2D-моделирования (осесимметричные возмущения). Нижний блок рисунков — результаты 3D-моделирования (первая винтовая мода возмущений). Верхние карты показывают распределение светимости (поверхностной яркости), нижние карты соответствуют полям лучевых скоростей в произвольной шкале.

“Введении” к Статье I отмечалось, что подобное поведение скоростей характерно для некоторых галактик с Z-подобными эмиссионными структурами. В нашей модели переключение скоростей объясняется прежде всего вращением волнового узора внутри конуса.

### 3.4. Астрофизические приложения

Таким образом, наше моделирование показывает, что неустойчивости высококоллимированной струи из ядер активных галактик приводят к распространению ударных волн от границ джета в окружающую среду. Эти волны располагаются в конусе с углом полураствора  $15^\circ \div 40^\circ$  вне

струи. При этом очевидно, что в реальных ситуациях ионизованный газ за ударным фронтом будет интенсивно излучать в оптических линиях ( $H\alpha$ , [OIII] и т.п.). Поскольку формирующаяся структура достаточно коротковолновая —  $kr \simeq 15 - 20$  — уже сравнительно малый наклон оси симметрии обсуждаемого конуса к наблюдателю приведет к тому, что из-за эффекта проекции данное образование будет восприниматься как сплошной конус излучения, на фоне которого будут проследиваться более яркие регулярные структуры — “арки” для осесимметричных волновых мод и Z-подобный узор для первой винтовой моды.

На рис. 11 мы схематически воссоздаем опи-

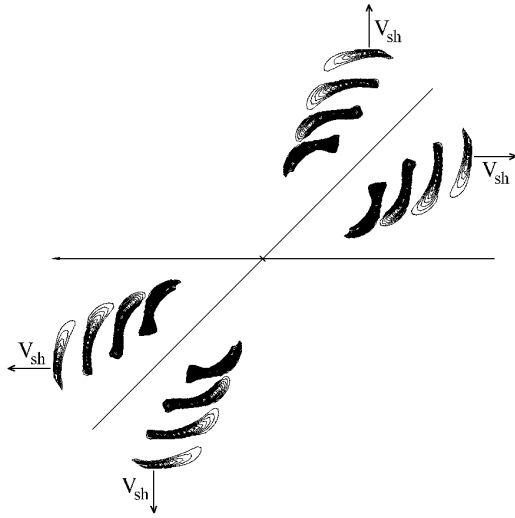


Рис. 12: Схema, поясняющая механизм формирования наблюдаемого поля скоростей при развитии осесимметричной неустойчивой моды. Ударные фронты в плоскости  $r - \theta$  взяты из результатов 2D-моделирования для безразмерного момента времени  $t = 10$ .

санную ситуацию по результатам нашего моделирования для трех различных углов наклона оси симметрии конуса к лучу зрения, показывая распределение просуммированной вдоль луча зрения светимости (в примененной модели, таким образом, подразумевается оптическая прозрачность газа). Разумеется, в реальных галактиках необходимо учитывать поглощение света пылью за фронтами ударных волн. Так, на изображениях конусов ионизации в работах Ferruit et al. (1998) и Quillen et al. (1999) заметны протяженные пылевые полосы, связанные с регулярными структурами внутри конусов.

В рамках предложенного сценария образования конусов ионизованного вещества удастся в первом приближении описать и картину наблюдаемых в них лучевых скоростей. В предыдущей главе мы уже объясняли переключение скоростей внутри  $Z$ -подобной эмиссионной структуры, обусловленное вращающейся винтовой волной. В то же время поля скоростей некоторых сейфертовских галактик показывают только “голубые” доплеровские смещения в одном конусе ионизации и “красные” — в диаметрально противоположном. Хорошим примером является галактика NGC 5252, поле скоростей которой приведено в работах Morse et al. (1998) и Moiseev et al. (2000). Ниже мы показываем, что подобное поведение скоростей объясняется развитием осесимметричной волновой моды.

Действительно, при углах наклона осей радио-

джетов к лучу зрения  $\alpha \simeq 30 - 60^\circ$  ближний к наблюдателю конус будет виден через ударные фронты, распространяющиеся практически в направлении к наблюдателю, а дальний — на фоне удаляющихся ударных фронтов (см. рис. 12). Как следует из рис. 6, скорости этих фронтов можно оценить следующим образом:

$$\begin{aligned} v_{sh} &\simeq (1.2 \div 1.6)c_a = (1.2 \div 1.6) \frac{U_j}{\sqrt{RM}} = \\ &= (1.2 \div 1.6) \frac{3\Omega r}{\sqrt{RM}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Подставляя в (9) указанные в п. 2.3 числовые значения, определяем  $v_{sh} \simeq (150 - 630) \text{ км с}^{-1}$ , что хорошо согласуется с наблюдаемыми доплеровскими смещениями (см. ссылки в Статье I). Более того, поскольку скорости ударных волн растут линейно с радиусом (см. рис. 6), с удалением от ядра будет возрастать и доплеровский сдвиг лучевых скоростей.

На рис. 13 мы сравниваем изображение в линии [OIII] галактики NGC 5252 (контурное изображение рис. 1 из Статьи I) и примеры модельных изображений для мод с  $m = 0$  и  $m = 1$  в произвольно подобранном масштабе.

Заметим, что наше моделирование было либо осесимметричным, либо неосесимметричным. Но в реальной ситуации пинчевые возмущения и винтовые моды в струе будут развиваться одновременно. Нелинейной суперпозицией таких мод могут быть объяснены морфология волнового узора и поле скоростей, наблюдаемые в NGC 5252, если предположить, что во внутренней области преобладает винтовая мода, а во внешней — осесимметричная (пинчевая).

#### 4. Обсуждение и заключение

- Результаты проведенного нелинейного численного моделирования качественно подтверждают выводы, сделанные на основе линейного анализа в Статье I.

- Развитие волноводно-резонансной неустойчивости внутренних гравитационных волн в высококоллимированном струйном выбросе из ядра галактики способно приводить (в области, контролируемой гравитацией балджа) к формированию коротковолновой ( $kr \simeq 15 - 20$ ) периодической системы ударных волн (конусов Маха) в окружающем струю веществе.

- Указанная ударно-волновая структура охватывает широкий конус с углом полураствора  $\theta_c \simeq 15^\circ - 40^\circ$ . Угол раствора конуса определяется конкретными параметрами выброса (в первую очередь соотношением между волновым

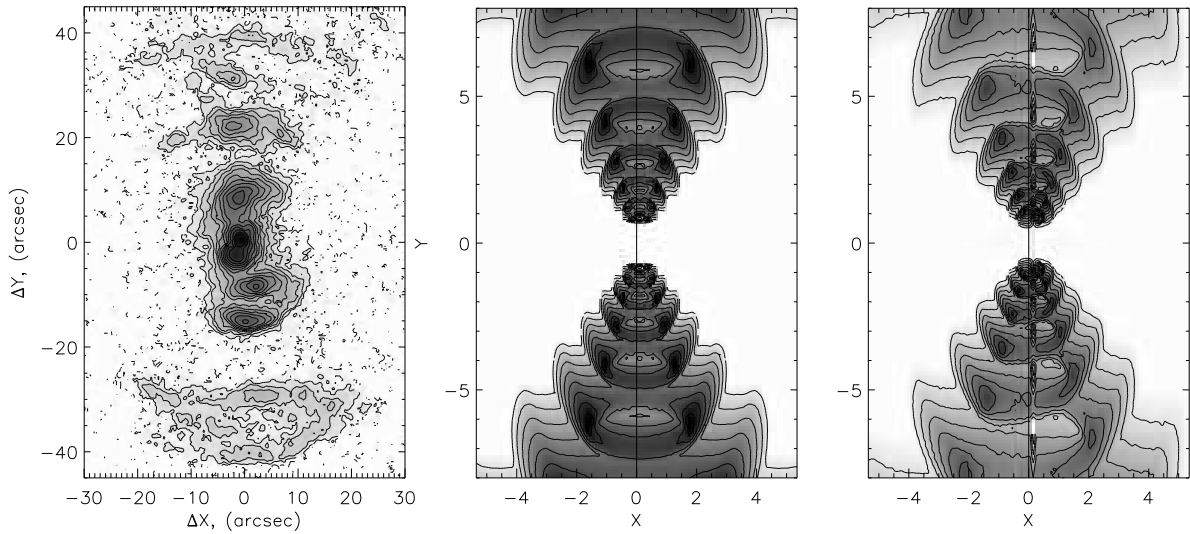


Рис. 13: Слева — контурное изображение NGC 5252 в линии [OIII]. Посередине — карта модельной светимости для пинчевой моды ( $m = 0$ )  $i = 60^\circ$ . Справа — карта модельной светимости для винтовой моды ( $m = 1$ )  $i = 60^\circ$ .

сопротивлением в джете и окружающем струю газе).

• С учетом интенсивного высвечивания газа за фронтами ударных волн и эффектов проекции можно предположить, что обсуждаемая система ударных волн будет восприниматься наблюдателем как широкий конус излучения с наложенным на него волновым узором. При этом винтовые моды определяют появление Z-подобных эмиссионных структур, наблюдаемых в ряде сейфертовских галактик.

Следует отметить, что в сходной постановке задача уже решалась в некоторых работах (см., к примеру, Rossi et al., 2000; Lim & Steffen, 2001; Hardee, 2003), однако эти авторы рассматривали более раннюю стадию взаимодействия джета с окружающими газовыми облаками. Да, при вторжении сверхзвукового джета в невозмущенную окружающую среду за головной ударной волной неизбежно возникает “кокон”. Это показано неоднократно в численном моделировании и мы это просто видим на снимках космического телескопа HST, например в центральной области Mrk 3 (Capetti et al., 1999) или Mrk 78 (Whittle & Wilson, 2004). Но на больших пространственных масштабах ( $r > 0.5 - 1$  кпк), как в случае NGC 3516, Mrk 573 и NGC 5252 (см. изображения в Статье I) такой ударной волны не наблюдается. Это однозначно говорит о том, что первоначальная инжекция струи (возникшей глубоко во внутренней области системы в аккреционном торе вокруг черной дыры) произошла достаточно давно. Мы полага-

ем, что в этих объектах джет успел пробить канал в более или менее плотной среде в центральной области галактического диска, и головная ударная волна осуществила прорыв в межгалактическую среду (подобно тому, как это происходит с галактическими фонтанами). После этого газ кокона должен был успеть релаксировать (хотя бы частично), и на указанных масштабах он взаимодействует со струей, приводя к неустойчивости. На больших масштабах струя распространяется баллистически, но, поскольку ее газ теряет энергию в результате высвечивания, а новых механизмов раскочки неустойчивости нет (из-за крайне низкой плотности окружающей среды), он никак себя не проявляет в наблюдательном смысле. Именно такую ситуацию мы и моделировали. Следует отметить, что для развития неустойчивости данного типа наличие резкой границы струи не является необходимым. Достаточно, чтобы сверхзвуковой перепад скорости происходил на масштабе меньше длины волны, а такие возмущения всегда найдутся.

Мы понимаем, что наша модель является лишь первым шагом к построению картины формирования регулярных структур в конусах ионизации. При построении самосогласованной модели таких объектов требуется учесть как минимум следующие факторы:

- Вклад в гравитационный потенциал плоской (крупномасштабный диск) и трехосевой (бар) подсистем.
- Вращение ядра галактики.

- Медленное вращение вещества конической струи вокруг ее оси симметрии.
- Взаимодействие джета с окружающим газом, обусловленное различием в скоростях вращения струи и газа диска (в случае малого угла наклона струи к плоскости диска).
- Наличие “кокона” внутри ударной волны, вызванного сверхзвуковым вторжением газа конического выброса в плотный газ диска.

Перечисленные выше факторы мы считаем важными для динамики различных конкретных объектов, но не определяющими сути явления, и поэтому не учитывали их в данной работе. Тем не менее, обсуждая формирование наблюдаемых структур в конкретных объектах, необходимо будет учитывать большую часть указанных факторов.

Кроме того, завершая обсуждение, укажем на то, что коллимированные струйные выбросы из активных ядер галактик покидают область балджа, уже имея существенно нелинейную, ударно-волновую структуру. Добавим также, что вблизи границы балджа (в смысле преобладания сферически-симметричной части гравитационного потенциала) эта структура должна претерпевать значительные изменения из-за достаточно резкого изменения закона распределения гравитационного потенциала и, соответственно, давления и плотности как в струе, так и в окружающей среде.

**Благодарности.** Авторы признательны В.В. Леви и А.В. Никитину за помощь и многочисленные полезные обсуждения. А.В. Моисеев и В.Л. Афанасьев также благодарят фонд РФФИ (проект номер 06-02-16825)

за финансовую поддержку данного исследования. Мы благодарим рецензента Торгашина Ю.М. за ценные замечания, позволившие улучшить статью.

## Список литературы

- Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Храпов С.С., Мусцовой В.В., Моисеев А.В., 2007, *Астрофизический Бюллетень*, **62**, 5
- Левин К.А., Мусцовой В.В., Храпов С.С., 1999, *Астрономический журнал*, **76**, 827
- Мусцовой В.В., Коперсков А.В., 1991, *Письма в астрономический журнал*, **17**, 281
- Bodo G., Rosner R., Ferrari A., Knobloch E., 1989, *ApJ*, **341**, 631
- Capetti A., Axon D.J., Macchetto F., Marconi F.D., Winge C., 1999, *ApJ*, **516**, 187
- Falcke H., Wilson A.S., Simpson C., Bower G.A., 1996, *ApJ*, **470**, L31
- Ferruit P., Wilson A.S., Mulchaey J.S., 1998, *ApJ*, **509**, 646
- Hardee P., 1982, *ApJ*, **257**, 509
- Hardee P., 2003, *ApJ*, **597**, 798
- Lim A.J., & Steffen W., 2001, *MNRAS*, **322**, 166
- Lobanov A.P., Krichbaum T.P., Witzel A., Zensus J. A., 2006, *PASJ*, **58**, 253
- Moiseev A.V., Afanasiev V.L., Dodonov, S.N., Khrapov, S.S., Mustsevov, V.V., 2000, poster presented on JENAM-2000, astro-ph/0006323
- Morse J. A., Cecil G., Wilson A.S., Tsvetanov Z.I., 1998, *ApJ*, **505**, 159
- Nagar N.N., Wilson A.S., Mulchaey J.S., Gallimore J.F., 1999, *ApJS*, **120**, 209
- Quillen A.C., Alonso-Herrero A., Rieke M.J., et al., 1999, *ApJ*, **525**, 685
- Rossi P., Capetti A., Bodo G., Massaglia S., Ferrari A., 2000, *A&A*, **356**, 73
- Ryu D., Ostriker J.P., Kang H., Cen R., 1993, *ApJ*, **414**, 1
- Whittle M., & Wilson A.S., 2004, *AJ*, **127**, 606