

# Формирование структур конусов ионизации в галактиках с активными ядрами

## I. Стационарная модель и линейный анализ устойчивости

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 РАН, Нижний Архыз, 369167, Россия

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

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

Мы обсуждаем причины возникновения наблюдаемой кинематики и морфологии конусов ионизованного вещества в окрестностях ядер сейфертовских галактик. Представлены результаты линейного анализа устойчивости оптически тонкого конического джета, в динамике которого существенную роль играют охлаждение высвечиванием и гравитационное поле. Показано, что учет высвечивания приводит к сильному затуханию всех акустических мод и слабо сказывается на неустойчивых поверхностных модах Кельвина–Гельмгольца. В случае волноводно–резонансных внутренних гравитационных мод радиативное охлаждение полностью подавляет неустойчивость волн, распространяющихся относительно вещества струи от источника выброса, и наоборот, значительно уменьшает время роста неустойчивых волн, движущихся к источнику. Полученные результаты могут быть применены при изучении конусов ионизации в сейфертовских галактиках с радиоджетами. В частности, проведенный анализ показывает, что поверхностные моды Кельвина–Гельмгольца и объемные гармоники внутренней гравитационной моды способны формировать регулярные структуры, видимые на оптических изображениях таких галактик в эмиссионных линиях.

**Ключевые слова:** анализ устойчивости, джеты, галактики Сейферта

**FORMATION OF IONIZATION-CONE STRUCTURES IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI. I. STATIONARY MODEL AND LINEAR STABILITY ANALYSIS, by V.L.Afanasiev, S.N.Dodonov, S.S.Khrapov, V.V.Mustsevoi, A.V.Moiseev.** We discuss causes of the formation of the observed kinematics and morphology of cones of ionized matter in the neighborhood of the nuclei of Seyfert galaxies. The results of linear stability analysis of an optically thin conic jet where radiation cooling and gravity play an important part are reported. The allowance for radiation cooling is shown to result in strong damping of all acoustic modes and to have insignificant effect on unstable surface Kelvin–Helmholtz modes. In the case of waveguide–resonance internal gravity modes radiative cooling suppresses completely the instability of waves propagating away from the ejection source and, vice versa, reduces substantially the growth time scale of unstable sourceward propagating modes. The results obtained can be used to study ionization cones in Seyfert galaxies with radio jets. In particular, our analysis shows that surface Kelvin–Helmholtz modes and volume harmonics are capable of producing regular features observed in optical emission-line images of such galaxies.

**Key words:** stability analysis, jets, Seyfert galaxies

### 1. Введение

Наблюдения многих сейфертовских галактик в эмиссионных линиях ( $H_{\alpha}$ , [OIII] и т.д.) указыва-

ют на то, что области формирования узких линий (Narrow Line Regions, NLRs) в них часто имеют коническую форму. Построенные в некоторых рабо-

тах (см., к примеру, Pogge, 1989; Falcke et al., 1998) карты отношения линий [OIII]/H $\alpha$  также указывают на то, что газ в области NLR располагается внутри конусообразных (иногда — биполярных) структур с углом раствора 30° — 110° и линейными размерами от нескольких десятков парсек до 20 кпк (см. табл. 3 в работе Wilson & Tsvetanov, 1994).

В ряде работ детально рассматривалась структура NLR отдельных галактик, таких как Mrk 3 (Pogge & De Robertis, 1993; Capetti et al., 1999), Mrk 573 (Tsvetanov & Walsh, 1992; Ferruit et al., 1999), NGC 3516 (Miyaji et al., 1992; Veilleux et al., 1993), NGC 5252 (Wilson & Tsvetanov, 1994; Morse et al., 1998), ESO 428-G14 (Falcke et al., 1996). Отмечается хорошая корреляция направлений конусов ионизованного вещества и радиоджетов — их оси симметрии совпадают в пределах погрешности 5 — 10° (Wilson & Tsvetanov, 1994; Falcke et al., 1996; Nagar et al., 1999). В качестве примера на рис. 1 приводятся два изображения в эмиссионной линии [OIII] конусов ионизации в галактиках NGC 3516 (тип Sy 1), NGC 5252 (тип Sy 1.9) и показана ориентация осей их радиоджетов.

Взаимная ориентация конусов и диска галактики бывает различной, но Wilson & Tsvetanov (1994) указывают, что, как правило, для галактик поздних морфологических типов ось симметрии конусов практически перпендикулярна плоскости диска, тогда как для галактик ранних типов наклонена к диску под малым углом.

Профиль узких эмиссионных линий в центральных областях конуса имеет сложную многокомпонентную структуру. Это говорит о том, что здесь вдоль луча зрения наблюдается несколько систем газовых облаков с различием взаимных скоростей в несколько сотен км с $^{-1}$  (Capetti et al., 1999; Kaiser et al., 2000; Emsellem et al., 2006). В ряде случаев на изображениях обсуждаемых галактик в эмиссионных линиях прослеживается Z(S)-образный узор (рис. 1) или иные регулярные структуры. Полученные с помощью космического телескопа HST изображения сейфертовских галактик с высоким пространственным разрешением (Capetti et al., 1996; Falcke et al., 1998) показывают, что Z-подобный узор начинается в околоядерной области (на расстояниях меньше 10-100 пк) и простирается на значительно большие расстояния (до нескольких кпк). В галактике NGC 3516 (рис. 1a и Miyaji et al., 1992) симметричные Z-подобные филаменты наблюдаются в области  $r < 10 - 14''$  ( $\sim 2$  кпк), при этом северо-восточная часть конуса простирается до расстояний более 6 кпк. NLR в галактике NGC 5252 (рис. 1b и Morse et al., 1998) также имеет симметричную Z-подобную форму в центральной области  $r < 10 - 15''$  (5 — 7) кпк, а

сама биконическая структура, содержащая регулярные эмиссионные “арки”, наблюдается вплоть до расстояний 18 кпк от центра.

Движения ионизованного газа внутри конусов сложны и малоизучены. В единичных случаях были построены двумерные поля скоростей (Veilleux et al., 1993; Ferruit et al., 1999; Moiseev et al., 2000), показывающие, что различные участки Z-подобного узора имеют как “голубые”, так и “красные” смещения относительно ядра. Кроме этого, в некоторых галактиках, например в NGC 5252, на большом удалении от ядра галактики в области “арок” на полях скоростей наблюдаются эмиссионные филаменты только голубого смещения в одном конусе и только красного — в диаметрально противоположном.

Принято считать, что конусы ионизованного газа обусловлены коллимацией ионизирующего излучения тором вещества, аккрецирующего на сверхмассивную черную дыру в ядре галактики. Однако такой сценарий их образования не объясняет присутствие регулярных структур. В работе Wilson (1993) утверждается, что ионизованное вещество движется от центра галактики, т.е. представляет собой слабоколлимированный струйный выброс. Capetti et al. (1996) провели детальное спектрофотометрическое исследование Z-подобной эмиссионной области в галактике Mrk 573 и указали на то, что излучения ядра явно недостаточно для создания наблюдаемой NLR и требуется дополнительный локальный источник ионизации. Ferruit et al. (1999), применившие для исследования этого объекта технику панорамной спектроскопии, также пришли к выводу, что в Mrk 573 необходимый дополнительный вклад в ионизацию вносят ударные волны, вызванные вторжением джета из активного ядра в окружающие облака межзвездного газа.

Нет единой точки зрения и на причины формирования наблюдаемых в конусах регулярных структур. Развитая в работе Rossi et al. (2000) модель взаимодействия джета с газовыми облаками в околоядерной области позволяет объяснить ряд особенностей морфологии NLRs, но, к сожалению, не описывает возникновение симметричных Z-подобных структур.

Ряд исследователей (см., например, Veilleux et al., 1993; Steffen, 1997) считает, что подобные структуры являются винтовой ударной волной, обусловленной существованием тонкой прецессирующей струи с высокой степенью коллимации. Однако предположение о том, что такая ситуация реализуется для всех обсуждаемых объектов, представляется, по меньшей мере, смелым. Mulchaey et al. (1992) объясняли Z-структуру в NGC 3516 в рамках модели биполярного истече-

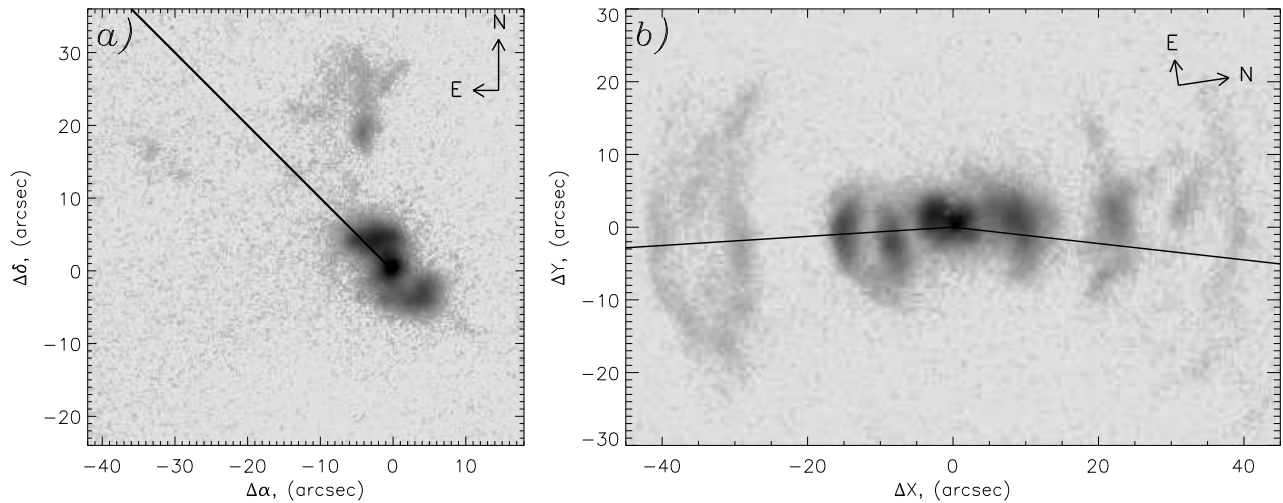


Рис. 1: Изображения в линии [OIII] конусов ионизации с Z-подобным узором, полученные в результате наблюдений на 6-м телескопе САО РАН (Moiseev et al., 2000). Линией отмечена ориентация радиоджета согласно работам Miyaji et al. (1992) и Wilson & Tsvetanov (1994). (a) — NGC 3516, (b) — NGC 5252.

ния, согласно которой выброшенный газ изгибается в сторону галактического диска. В работе Morse et al. (1998) наблюдаемая в NGC 5252 кинематическая структура объясняется наличием трех дисков ионизованного газа, вращающихся в различно наклоненных плоскостях. Помимо указанных сценариев существует возможность того, что возбуждение спиральной винтовой ударной волны есть результат сдвиговой неустойчивости, развивающейся на границе между веществом коллимированного радиоджета и ионизованным газом, движущихся с разными скоростями (Falcke et al., 1996).

Мы начинаем серию работ, где показываем, что естественным образом, без дополнительных предположений, наблюдаемые структуры и поля скоростей могут быть объяснены в рамках следующего сценария, отвечающего унифицированной схеме активности галактических ядер (Antonucci, 1993; Wills, 1999):

- высококоллимированный скоростной bipolarный струйный выброс (радиоджет) пробивает тор оптически непрозрачного вещества, аккрецирующего на сверхмассивный центральный объект (черную дыру), в двух диаметрально противоположных направлениях, параллельных собственному моменту вращения вещества тора;

- через образовавшийся узкий канал вещество выброса, обжимаемое давлением окружающей среды, интенсивно разогревается излучением из активного ядра и с высокой скоростью расширяется в направлении первоначального выброса;

- на поверхности сдвига скорости, образованной границами струи, испытывают резонансное сверхотражение внутренние гравитационные волны, распространяющиеся под углом к оси струи;

- резонируя между границами струи, гармоники внутренних гравитационных волн распространяются в ней как в волноводе; при этом их энергия нарастает со временем из-за усиления сверхотражением (резонансно-волноводная неустойчивость);

- развитие неустойчивости приводит к образованию вокруг струи системы нелинейных волн, разогревающих окружающую среду; существенно, что волновое сопротивление окружающей среды значительно выше, чем у вещества струи, поэтому указанный разогрев происходит в конусе ограниченного угла раствора (зависящего от конкретных параметров системы) вокруг струи;

- учет возможности нелинейной суперпозиции различных мод и эффектов проекции позволяет получить качественно наблюдаемую морфологию реальных объектов и поля скоростей внутри конусов ионизации.

Насколько известно авторам, возможность развития вышеупомянутых мод ранее не исследовалась, в отличие от неустойчивых акустических мод джетов из молодых звездных объектов (см Ferrary et al., 1982; Payne & Cohn, 1985; Hardee & Norman, 1988, Norman & Hardee, 1988; Norman & Stone, 1997). В данной работе мы показываем принципиальную возможность раскачки как винтовых, так

и пинчевых волноводно–резонансных внутренних гравитационных мод в конических струях и обсуждаем результаты численного нелинейного моделирования этого процесса.

В разделе 2 мы описываем применяемую равновесную модель, в разделе 3 приводим линеаризованные уравнения и постановку краевой задачи на нахождение собственных значений частот неустойчивых мод струи, в разделе 4 обсуждаем дисперсию возмущений на линейной стадии неустойчивости, в разделе 5 суммируем основные выводы и делаем заключительные замечания. Результаты численного нелинейного 2D- и 3D-моделирования будут рассмотрены в следующей статье (Афанасьев и др., 2007, далее Статья II).

## 2. Равновесная модель

При анализе динамики струйных выбросов из активных ядер галактик естественным образом выделяются три характерных участка по радиальной координате  $r$ :

- при  $r < (1 - 10)$  пк гравитационное поле определяется в основном ньютоновским потенциалом центрального массивного объекта;
- при  $(1 - 10) \leq r \leq (500 - 1000)$  пк струя погружена в распределенную массу звездного балджа, который в первом приближении можно считать сфероидальным. Этот участок совпадает с участком твердотельного вращения галактического диска (Sofue & Rubin, 2001), поэтому гравитационный потенциал можно с хорошей точностью полагать пропорциональным квадрату радиуса;
- при  $r > (0.5 - 1)$  кпк изменение гравитационного потенциала вдоль струйного выброса оказывается существенно различным для различных галактик. Кроме того, оно сильно зависит от ориентации струи по отношению к плоскости симметрии галактического диска.

В данной работе мы будем исследовать спектр неустойчивых мод струи, находящейся в гравитационном поле с потенциалом  $\Psi \propto r^2$ . Отметим, что волновые структуры, сформировавшиеся в струе во внутренней области ядра галактики, где потенциал хорошо аппроксимируется ньютоновским приближением, не способны исказить волновую картину на рассматриваемом участке струи. Во-первых, потому что радиальная длина волны возмущений в поле точечной массы должна убывать с расстоянием от гравитирующего центра,  $\lambda_r \propto r^{-1/2}$  (Левин и др., 1999), а пространственные масштабы и без того несоизмеримы с характерной длиной волны. Во-вторых, потому что согласно Левину и др. (1999) участок струи, на котором возможна энергетическая подпитка возму-

щений за счет механизма резонансного сверхотражения и, следовательно, существование волновых структур с заметными амплитудами, ограничен по протяженности.

Поскольку нашей целью является решение вопроса о принципиальной возможности развития неустойчивых мод на границе струи и окружающей ее среды, мы не включаем в равновесную модель галактический диск. Как будет показано в следующей статье (Статья II), при  $\Psi(r) \propto r^2$  возмущения в окружающей струю среде даже на существенно нелинейной стадии локализируются в конической области вблизи струи. Таким образом, наша постановка задачи является формально корректной, по крайней мере, для сейфертовских галактик с мощными балджами и с конусами ионизации, не лежащими в плоскости диска галактики.

Рассмотрение проводим в сферической системе координат  $(r, \theta, \varphi)$ , ось  $\theta = 0$  которой совпадает с осью симметрии струи, имеющей угол полураствора  $\theta_j$  и скорость вытекания  $\mathbf{V} = V_j \mathbf{e}_r$ , где  $\mathbf{e}_r$  — единичный радиальный базисный вектор. Среду моделируем идеальным газом с уравнением состояния

$$p_i = c_i^2 \rho_i / \gamma, \quad (1)$$

где  $p_i$  и  $\rho_i$  — невозмущенные (равновесные) давление и плотность соответственно,  $c_i$  — адиабатическая скорость звука, индекс  $i$  принимает значение “ $j$ ” внутри струи и “ $a$ ” снаружи; предполагаем, что показатель адиабаты  $\gamma$  одинаковый для вещества струи и окружающего ее газа. Полагаем гравитационное поле сферически симметричным, с центром, совпадающим с началом координат. Изменения гравитационного потенциала вдоль радиуса можно представить следующим образом:

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

где  $\Omega = const$  — угловая скорость вращения газа в околярной области диска,  $\Psi_0 = const$  — нормированная постоянная.

Газ вне струи считаем неподвижным. Учтем возможность нагрева газа струи излучением ядра:  $q_j > 0$ , где  $q_j = \Gamma - \rho_j \Lambda$  — количество энергии, поглощаемой единицей массы вещества в единицу времени,  $\Gamma = \Gamma(T)$  — функция нагрева,  $\Lambda = \Lambda(T)$  — функция охлаждения, зависящие только от температуры  $T$ . В равновесном состоянии вне струи  $q_a = 0$ .

Таким образом, пространственное распределение характеризующих невозмущенное течение параметров модели имеет вид:

$$V; \rho; c; q = \begin{cases} 0; \rho_a(r); c_a(r); 0, & \theta > \theta_j, \\ V_j(r); \rho_j(r); c_j(r); q_j(r), & \theta < \theta_j. \end{cases} \quad (3)$$

Полагаем, что струя удерживается давлением окружающего газа и, следовательно, при  $\theta = \theta_j$  выполняется

$$\rho_j(r)c_j^2(r) = \rho_a(r)c_a^2(r). \quad (4)$$

Отметим, что соотношение (4) далее практически не используется непосредственно, его выполнение необходимо для реализации течения с  $V_\theta \equiv 0$ .

Радиальные зависимости в (3) определяются прежде всего невозмущенным балансом сил. Из  $r$ -компоненты уравнения Эйлера в принятых предположениях следует

$$\frac{1}{2} \frac{\partial V_i^2}{\partial r} + \Omega^2 r = - \frac{1}{\rho_i} \frac{\partial p_i}{\partial r}. \quad (5)$$

Из уравнения неразрывности вытекает

$$\rho_j V_j = \dot{\mu}_j / r^2. \quad (6)$$

В уравнении (6)  $\dot{\mu}_j = const$  — темп потери массы системой в телесный угол раствором в один стереоград. Он является свободным параметром нашей модели.

Наконец, уравнение баланса энергии с учетом (1) и (6) для рассматриваемого случая приводится к виду:

$$V_i \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{V_i^2}{2} + \frac{c_i^2}{\gamma - 1} \right) + \Omega^2 r V_i = q_i. \quad (7)$$

Система (4)–(7) замыкается уравнением состояния (1).

Решения этой системы ищем в степенном виде:  $f(r) \propto r^{\alpha_f}$ , где  $f$  — любой из параметров, характеризующих систему. Из (5) с учетом (1) следует:  $\alpha_V V_i^2 + \Omega^2 r^2 = -\alpha_p c_i^2 / \gamma$ . Соответственно находим:

$$\alpha_V = \alpha_c = 1, \quad \alpha_p = -3, \quad \alpha_\rho = -1, \quad \alpha_q = 2. \quad (8)$$

При этом для сферически симметричного потенциала скорость вещества в струе и скорость звука в струе и в окружающей ее среде оказываются связаны зависимостью:

$$V_j^2 = \frac{1}{\gamma} (c_j^2 - c_a^2). \quad (9)$$

Число Маха струи  $M = V_j / c_j < 1$ , т.е. струя дозвуковая. Отметим, что одновременно с этим может выполняться также  $V_j / c_a \gg 1$ , что делает теоретически возможным существование ударных волн в окружающей струю среде, обусловленных развитием неустойчивости на границе струи, поскольку  $c_a < c_j$ .

С учетом того, что  $\gamma > 1$ , наша модель отвечает устойчивому к конвективным движениям распределению энтропии  $S_i$ , поскольку

$$\frac{dS_i}{dr} = \frac{\rho_i^\gamma}{p_i} \frac{d}{dr} \left( \frac{p_i}{\rho_i^\gamma} \right) = \frac{\alpha_p - \gamma \alpha_\rho}{r} = \frac{3\gamma - 1}{r} > 0. \quad (10)$$

Подстановка степенных радиальных зависимостей в (5) и (7) и сравнение с (9) приводит к следующему результату:

$$V_j = \frac{\gamma(\gamma - 1) r q_j}{3\gamma - 1 c_j^2}. \quad (11)$$

Таким образом, скорость вещества в струе однозначно определяется его температурой и нагревом внешним излучением. Для выбросов из активных ядер галактик нагрев весьма значителен, так как струя интенсивно подсвечивается излучением ядра.

Наконец, учитывая (8), определяем, что для реализации построенной модели необходимо условие:

$$\Gamma(\varepsilon_i) = C_\Gamma \varepsilon_i, \quad \Lambda(\varepsilon_i) = C_\Lambda \varepsilon_i^{5/2}, \quad (12)$$

где  $C_\Gamma$  и  $C_\Lambda$  — постоянные,  $\varepsilon_i$  — внутренняя энергия газа. Для дальнейших выкладок удобнее выразить нагрев и охлаждение не через температуру, а через внутреннюю энергию, используя тот факт, что для идеального газа  $(\gamma - 1)\varepsilon = RT/\mu$ . Отметим, что второе соотношение в (12) в области температур  $T < 10^6$  великолепно согласуется с зависимостью  $\Lambda(T) \propto T^{2.53}$ , характерной для ионизованного газа сейфертовских галактик (MacDonald & Bailey, 1981; Norman & Stone, 1997). Линейная зависимость функции нагрева  $\Gamma$  от температуры в (12) также является хорошей аппроксимацией.

### 3. Линеаризованные уравнения и постановка краевой задачи

Рассмотрим устойчивость к малым возмущениям построенной нами в предыдущем пункте модели. Исходной является следующая система уравнений газодинамики:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\Psi, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\rho + \rho \operatorname{div}\mathbf{V} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\varepsilon + (\gamma - 1)\varepsilon \operatorname{div}\mathbf{V} = C_\Gamma \varepsilon - C_\Lambda \rho \varepsilon^{5/2}. \quad (15)$$

Недостающее для замыкания этой системы уравнение получаем, выбирая уравнение состояния в виде  $p = p(\rho, S)$  и вычисляя полную производную по времени:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S \frac{d\rho}{dt} + \left( \frac{\partial p}{\partial S} \right)_\rho \frac{dS}{dt} = \\ &= c_i^2 \frac{d\rho}{dt} + \frac{p_i}{c_v} \frac{dS}{dt} = c_i^2 \frac{d\rho}{dt} + (\gamma - 1)\rho_i \frac{T_i}{T} q. \end{aligned} \quad (16)$$

При вычислениях учтено, что  $S = c_v \ln(p/\rho^\gamma)$ ,  $c_p - c_v = R/\mu$ ,  $\gamma = c_p/c_v$ ,  $dS/dt = q/T$ , а уравнение состояния идеального газа взято в виде  $p = R\rho T/\mu$ .

Таким образом, последнее уравнение системы имеет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)p = c_i^2 \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\rho \right] + (\gamma - 1)\rho_i \varepsilon_i \left( C_\Gamma - C_{\Lambda} \rho \varepsilon^{3/2} \right). \quad (17)$$

Во избежание недоразумений подчеркнем, что индексом “ $i$ ” помечены равновесные стационарные значения параметров.

Применяя стандартную процедуру линейного анализа, представляем давление, внутреннюю энергию, плотность и скорость среды в виде  $f(r, \theta, \varphi, t) = f_i(r) + \tilde{f}(r, \theta, \varphi, t)$ , где  $|\tilde{f}| \ll f_i$ . Предполагая выполненными соотношения (5)–(7), получаем описывающую динамику малых неадиабатических возмущений линеаризованную систему уравнений, выписанную для однородных по  $\theta$  областей:

$$\frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial V_i}{\partial r} = -\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} + \frac{\tilde{\rho}}{\rho_i^2} \frac{\partial p_i}{\partial r}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial r} + \frac{V_i \tilde{v}_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho_i r} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \theta}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial r} + \frac{V_i \tilde{v}_\varphi}{r} = -\frac{1}{\rho_i r \sin \theta} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \varphi}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 (\tilde{\rho} V_i + \rho_i \tilde{v}_r) \right] + \frac{1}{r \sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_i \tilde{v}_\theta \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\rho_i \tilde{v}_\varphi) \right] = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{p}}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial p_i}{\partial r} = c_i^2 \left( \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial \rho_i}{\partial r} \right) - p_i C_\Lambda \left( \varepsilon_i^{3/2} \tilde{\rho} + \frac{3}{2} \varepsilon_i^{1/2} \rho_i \tilde{\varepsilon} \right), \quad (22)$$

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + V_i \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial r} + \tilde{v}_r \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial r} + \left[ (\gamma - 1) \frac{\partial V_i}{\partial r} - (\gamma + 1) \frac{V_i}{r} + \frac{3}{2} C_{\Lambda} \rho_i \varepsilon_i^{3/2} \right] \tilde{\varepsilon} + (\gamma - 1) \varepsilon_i \left[ \frac{\partial \tilde{v}_r}{\partial r} + \frac{2\tilde{v}_r}{r} + \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial (\tilde{v}_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial \tilde{v}_\varphi}{\partial \varphi} \right) \right] = -C_\Lambda \varepsilon_i^{5/2} \tilde{\rho}. \quad (23)$$

При получении (23) из (15) учтено (11).

Решения для возмущенных величин ищем в виде

$$\tilde{f}(r, \theta, \varphi, t) = \hat{f}(\theta) r^{\beta_f} \exp \{ i\chi(r, t) + im\varphi \}. \quad (24)$$

Исходя из необходимости сохранения потока энергии возмущений через сферу произвольного радиуса ( $r^2 \tilde{p} \tilde{v}_r = const$ ), определяем, что показатель степени радиальных зависимостей амплитуд возмущений  $\beta_f = \alpha_f - \alpha_\Psi/2$ . Здесь  $\alpha_f$  — по-прежнему показатель степени для равновесных величин,  $\alpha_\Psi = 2$  — показатель степени для гравитационного потенциала (2). Важно отметить, что для этой величины  $\alpha_\Psi$  решения вида (24) являются точными. Вводим обозначения:  $k = \partial\chi/\partial r$ ,

$\omega = -\partial\chi/\partial t$ . В этом случае система (18)–(23) для рассматриваемой равновесной модели сводится к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям:

$$\frac{d\hat{p}}{d\theta} = \hat{\omega}_i (\hat{\omega}_i + \delta_i) \rho_i r^3 \hat{\xi}, \quad (25)$$

$$\frac{d\hat{\xi}}{d\theta} = \frac{1}{r \hat{\omega}_i (\hat{\omega}_i + \delta_i)} \left[ \lambda_i + \frac{m^2}{r^2 \sin^2 \theta} \right] \hat{p} - \hat{\xi} \text{ctg} \theta. \quad (26)$$

Здесь  $\hat{\omega}_i = \omega - kV_i$  — частота возмущения с учетом доплеровского смещения,  $\delta_i = iV_i/r$ ,  $\hat{\xi}$  — комплексная амплитуда возмущенного лагранжева  $\theta$ -смещения среды, такого, что:

$$\tilde{v}_\theta = \frac{d\hat{\xi}}{d\theta} = -i(\omega - kV_i) \hat{\xi} = -i\hat{\omega}_i \hat{\xi}. \quad (27)$$

В (26) введено обозначение:

$$\lambda_i = \left( k + \frac{i}{r} \right) \left( k + \frac{2i}{r} \right) - \left[ \rho_i (\hat{\omega}_i^2 - \delta_i^2) + \frac{i}{r} \left( k + \frac{i}{r} \right) p_i \right] \times \left[ \frac{\hat{\omega}_i - 2\delta_i}{p_i} + \frac{i\hat{A}_\Lambda (3\gamma - 1) \left( k + \frac{2i}{r} \right)}{r \rho_i \hat{\omega}_i + \delta_i} \right] \times \left\{ \hat{\omega}_i - (3\gamma + 1)\delta_i + \hat{A}_\Lambda \left[ (\gamma - 1)(\hat{\omega}_i - \delta_i) - iC_{\Lambda} \rho_i \varepsilon_i^{3/2} - \frac{3\gamma - 1}{\gamma r^2} \frac{c_i^2}{\hat{\omega}_i + \delta_i} \right] \right\}^{-1}, \quad (28)$$

где

$$\hat{A}_\Lambda = 1 - \frac{\frac{3}{2} i C_{\Lambda} \rho_i \varepsilon_i^{3/2}}{\hat{\omega}_i - \delta_i + \frac{3}{2} i C_{\Lambda} \rho_i \varepsilon_i^{3/2}}.$$

Для решения краевой задачи о нахождении собственных частот неустойчивых мод необходимо удовлетворить четырем граничным условиям. Мы использовали стандартные граничные условия на оси джета, основанные на физических предположениях Hardee & Norman (1988) и Norman & Hardee (1988). Все смещения на оси джета должны отсутствовать для осесимметричных возмущений  $\hat{\xi}(0) = 0$ . В случае же неосесимметричных возмущений ( $m > 0$ ) член с  $\hat{p}(0)$  в (26) будет конечным вдоль оси джета только для  $\hat{p}(0) \equiv 0$ . Таким образом,

$$\begin{cases} \hat{p}(0) = 0, & m \geq 1, \\ \hat{\xi}(0) = 0, & m = 0, \end{cases} \quad (29)$$

$$\begin{cases} \hat{p}(\pi) = 0, & m \geq 1, \\ \hat{\xi}(\pi) = 0, & m = 0. \end{cases} \quad (30)$$

Чтобы найти граничные условия на внешней (при  $\theta = \theta_j$ ) границе джета, мы проинтегрировали уравнения (25) и (26) от  $\theta_j - \varepsilon$  до  $\theta_j + \varepsilon$  (где  $\varepsilon \rightarrow 0$ ). Здесь мы приняли  $\rho_i(\theta) = \rho_j - (\rho_j - \rho_a)\hat{\theta}(\theta -$

$\theta_j$ ), где  $\hat{\theta}(\theta - \theta_j)$  — симметричная ступенчатая  $\theta$ -функция Хэвисайда. Таким же образом определяем  $V_i(\theta)$ ,  $p_i(\theta)$ ,  $\varepsilon_i(\theta)$  и  $c_i(\theta)$ . Результат интегрирования дает следующие условия:

$$\hat{p}(\theta_j - 0) = \hat{p}(\theta_j + 0), \quad (31)$$

$$\hat{\xi}(\theta_j - 0) = \hat{\xi}(\theta_j + 0), \quad (32)$$

поскольку правые части в (25) и (26) не содержат  $\delta$ -функций (т.е. производных от  $\theta$ -функций). С физической точки зрения это означает непрерывность полного давления ( $p_i + \tilde{p}$ ) на изогнутой возмущениями границе джета (с учетом уравнения (4)) и отсутствие потоков газа через границу.

Дисперсионные свойства малых возмущений в рассматриваемой системе полностью характеризуются следующими безразмерными параметрами:

- постоянным вдоль струи числом Маха  $M = V_j/c_j$ ;
- перепадом плотностей окружающего газа и вещества струи  $\tilde{R} = \rho_a/\rho_j = c_j^2/c_a^2$ ;
- не изменяющимся с радиусом относительным радиальным волновым числом  $kr$ ;
- номером винтовой моды (числом рукавов спирали по азимуту)  $m$ ;
- отношением периода звуковой волны к характерному времени релаксации газа струи  $\tau = C_\Delta \rho_j \varepsilon_j^{3/2} / kc_j$ ;
- безразмерной фазовой скоростью возмущений вдоль оси джета  $z = \omega/kc_j$ , являющейся решением системы (25)–(26) с краевыми условиями (29)–(32). В данном случае  $z$  также не зависит от радиуса.

Условие роста относительной скорости амплитуды возмущений ( $Im z > 0$ ) означает неустойчивость данной моды.

Из двух параметров  $M$  и  $\tilde{R}$  лишь один независимый, а второй определяется в соответствии с соотношением (9):  $M^2 = (1 - 1/\tilde{R})/\gamma$ . Кроме того, для простоты предполагаем, что газ везде имеет одинаковый состав, поэтому коэффициент внешнего охлаждения  $\tau_a$  оказывается связанным с коэффициентом охлаждения в струе соотношением  $\tau = \sqrt{\tilde{R}} \tau_a$ .

Отметим, что в случае покоящейся среды без высвечивания ( $V_i = 0$ ,  $C_\Delta = 0$ ,  $\delta_i = 0$ ,  $\hat{\omega}_i = \omega$ ) для возмущений с волновым вектором  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{e}_r$  непосредственно из линеаризованной системы уравнений, полагая  $\tilde{v}_\theta \equiv 0$ ,  $m = 0$ , получаем дисперсионное уравнение, эквивалентное  $\lambda_i = 0$  в (26). Его решение имеет вид:

$$\omega = \pm kc_i \sqrt{1 + \frac{4\gamma - 1}{\gamma k^2 r^2}}. \quad (33)$$

Таким образом, в коротковолновом приближении ( $kr \gg 1$ ) получаем обычный закон дисперсии акустических волн:  $\omega \simeq \pm kc_i$ . Обратный предельный случай  $kr \ll 1$  приводит к дисперсионному соотношению:

$$\omega \simeq \pm \sqrt{\frac{4\gamma - 1}{\gamma}} \frac{c_i}{r}. \quad (34)$$

Выражение (34) описывает закон дисперсии длинноволновых гравитационно-звуковых волн.

## 4. Обсуждение результатов линейного анализа

### 4.1. Случай среды без релаксации

Для облегчения выяснения причин возникновения неустойчивых мод вначале мы рассматриваем случай среды без релаксации —  $\tau \equiv 0$  (адиабатические возмущения). Численное решение поставленной в главе 3 краевой задачи проводилось методом стрельбы. Полученные дисперсионные кривые приведены на рис. 2–4. Спектр неустойчивых мод дискретен и достаточно сложен.

Во-первых, это поверхностные моды, обусловленные развитием неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (КНИ — Kelvin–Helmholtz instability) в области тангенциального разрыва скорости между струей и окружающей средой. Эти моды экспоненциально затухают по амплитуде с удалением от границы струи в обе стороны по  $\theta$ -координате.

Во-вторых, это моды волновода, роль которого выполняет граница струи, характеризующиеся двумя “квантовыми” числами —  $n_j$  и  $m$ . Здесь  $n_j$  — число узлов собственных функций возмущенного давления между границей и осью симметрии струи, определяемое в поперечном к этой оси направлении,  $m$  — число нулей по азимуту джета (число рукавов винтовой спирали на поперечном срезе струи). Осесимметричные моды с  $m = 0$  называются пинчевыми, неосесимметричные —  $m$ -ми винтовыми соответственно числу нулей по азимуту. Гармоники, не имеющие нулей по радиусу джета — основные, остальные — отражательные.

В-третьих, в спектре мод присутствуют слабо неустойчивые или затухающие (с  $Im \omega < 0$ ) гармоники. Для них с изменением какого-либо параметра неизменным остается число нулей  $\theta$ -распределения возмущенного давления между границей струи и осью  $\theta = \pi$  (т.е. число нулей  $n_a$  этой функции в окружающей струю среде), тогда как число нулей собственных функций  $n_j$  для струи изменяется. Такие моды являются прямым следствием идеализированной постановки задачи, поскольку с формальной математической точки зрения внешнюю среду также можно

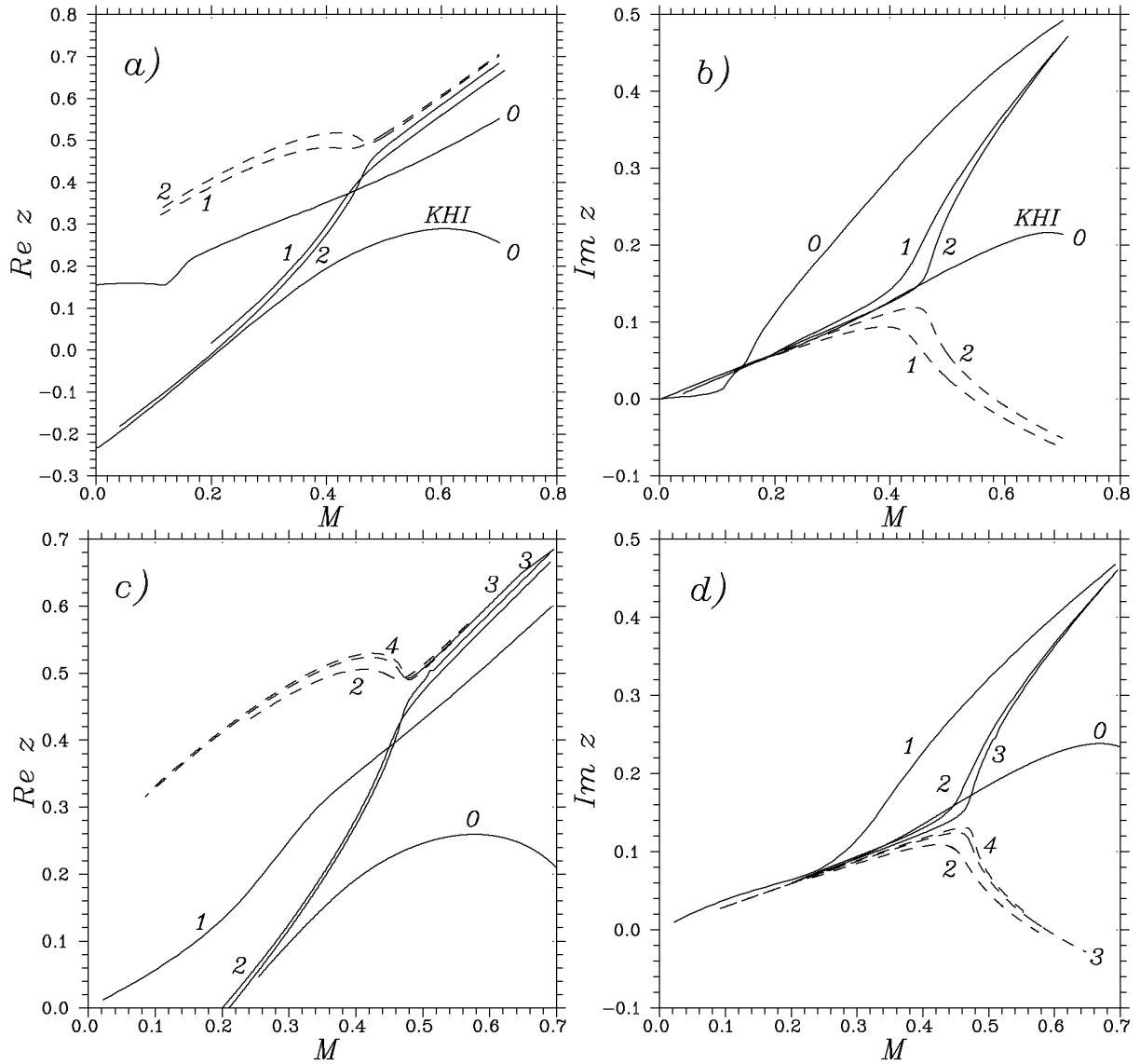


Рис. 2: Зависимости безразмерной фазовой скорости  $Re(\omega/kc_j)$  (a, c) и относительной скорости роста амплитуды  $Im(\omega/kc_j)$  (b, d) от числа Маха  $M = V_j/c_j$  для осесимметричных (a, b) и винтовых  $t = 1$  неустойчивых мод (c, d). Число нулей собственных функций внутри струи  $n_j$  указано возле соответствующих кривых. Угол полураствора струи  $\theta_j = 20^\circ$ ,  $kr = 5$ . Штриховой линией показано семейство мод  $u^+$ , сплошной линией — семейство  $u^-$ .

рассматривать как волновод. Однако в реальной ситуации формирование стоячей по  $\theta$ -координате волны между границей струи и осью  $\theta = \pi$  будет нарушаться присутствующими локальными неоднородностями.

В рассматриваемой ситуации дисперсионные свойства возмущений существенно отличаются от случая с гравитационным потенциалом компактного объекта. Это связано, прежде всего, со слабой сжимаемостью среды в струе, с одной стороны, и со значительной стратификацией плотности — с другой.

Локальный закон дисперсии допускает существование в каждой из сред двух типов колебательных мод. Это гравитационно-акустические (GAWs — gravity acoustical waves) и внутренние гравитационные волны (IGWs — internal gravity waves). GAWs представляют собой обычные продольные звуковые волны, модифицированные градиентными эффектами. IGWs обусловлены сдвиговой упругостью среды, вызванной дисбалансом сил плавучести и гравитации. В предельном случае несжимаемой среды ( $M \ll 1$ ) они являются поперечными волнами.



Поскольку наша модель обладает выделенным направлением — вектором сдвига скорости, параллельным гравитационной силе, то в каждом из этих типов мод можно выделить волны, распространяющиеся вдоль сдвига скорости и в обратном направлении. Поэтому, как видно из рис. 2а,с, все моды расщепляются на два семейства: в системе отсчета, движущейся с веществом струи, моды одного семейства ( $u^+$ ) распространяются от источника выброса, а моды другого семейства ( $u^-$ ) — к источнику. В случае среды без высвечивания в широком диапазоне параметров все эти моды оказываются неустойчивыми.

Убедиться в том, что большинство показанных на рис. 2 дисперсионных кривых отвечают IGW, можно прямым сравнением наших результатов с результатами решения хорошо известной задачи о дисперсии волн в сжимаемой среде с вертикальной стратификацией плотности однородным полем силы тяжести  $-g\mathbf{e}_z$ . Полученное для этого случая в коротковолновом приближении дисперсионное уравнение имеет вид (см. Приложение):

$$\hat{\omega}^4 + \left[ g \frac{d \ln \rho_0}{dz} - (k_z^2 + k_\perp^2) c_s^2 \right] \hat{\omega}^2 - g k_\perp^2 \left( g + c_s^2 \frac{d \ln \rho_0}{dz} \right) = 0, \quad (35)$$

где  $\hat{\omega} = \omega - \mathbf{kV}$ ,  $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$ .

Используя приближение коротких длин волн, проделаем формальный переход от уравнения (35) к рассматриваемому нами случаю, заменяя  $z$ -координату  $r$ -координатой,  $k_z$  на  $k$ ,  $k_\perp^2$  на  $k_\perp^2 = k_\theta^2 + m^2/r^2$ , а также  $\rho_0$  на  $\rho_i$ ,  $c_s$  на  $c_i$  и  $p_0$  на  $p_i$ . Учитывая степенной характер зависимостей термодинамических параметров с показателями (8) и нормируя (35) на  $k^4 c_i^4$ , находим локальные законы дисперсии в безразмерной форме, отвечающие струе и внешней среде соответственно:

$$(z - M)^4 - \left( 1 + \delta^2 + \frac{3}{\gamma k^2 r^2} \right) (z - M)^2 + \frac{\delta^2}{\gamma^2 k^2 r^2} (3\gamma - 1) = 0 \quad (36)$$

$$(\tilde{R}z)^4 - \left( 1 + \delta^2 + \frac{3}{\gamma k^2 r^2} \right) (\tilde{R}z)^2 + \frac{\delta^2}{\gamma^2 k^2 r^2} (3\gamma - 1) = 0. \quad (37)$$

Параметр  $\delta = k_\perp/k$  характеризует наклон направления распространения возмущений относительно радиального направления.

На рис. 3 мы показали все решения уравнений (36)–(37), отвечающую скорости вещества струи прямую  $z = M$  и дисперсионные кривые с рис. 2а. Видно, что дисперсионные кривые найденных нами мод струи асимптотически стремятся к кри-

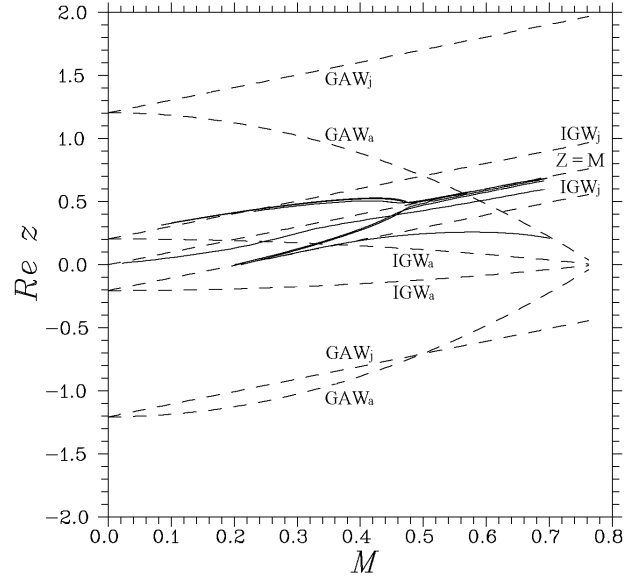


Рис. 3: Дисперсионные кривые с рисунка 2а (сплошные кривые), собственные гравитационно-акустические (GAW) и внутренние гравитационные (IGW) моды струи и атмосферы, определенные из (36), (37) — штриховые линии.

вым, отвечающим IGWs.

Как и в случае струй из молодых звездных объектов (Ferrary et al., 1992; Payne & Cohn, 1985; Hardee & Norman, 1988; Norman & Hardee, 1988), неустойчивость здесь обусловлена эффектом сверхотражения и сверхпреломления (Miles, 1957; Ribner, 1957).

В нашей модели течение в струе имеет дозвуковой характер. Однако необходимое для сверхотражения превышение сдвига скорости на границе струи над скоростью волн вдоль этой границы достигается за счет малости характерной скорости распространения внутренних гравитационных волн. Для значений параметров, отвечающих показанным на рис. 2–4 кривым, это соответствует увеличению числа Маха на  $\simeq 0.2$ . Таким образом, учет гравитации приводит к появлению дополнительных неустойчивых мод струи — волноводно-резонансных внутренних гравитационных с механизмом раскачки, обусловленным сверхотражением волн этого типа от границ струи.

Для гравитационно-акустических волн из-за малых чисел Маха условие сверхотражения не выполняется. Физической причиной неустойчивости здесь служит преимущественно эффект Бернулли — на слое сдвига скорости между веществом струи и окружающим ее газом развивается хорошо исследованная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Вместе с тем именно эти волны резонируют между границей струи и осью  $\theta = \pi$  с

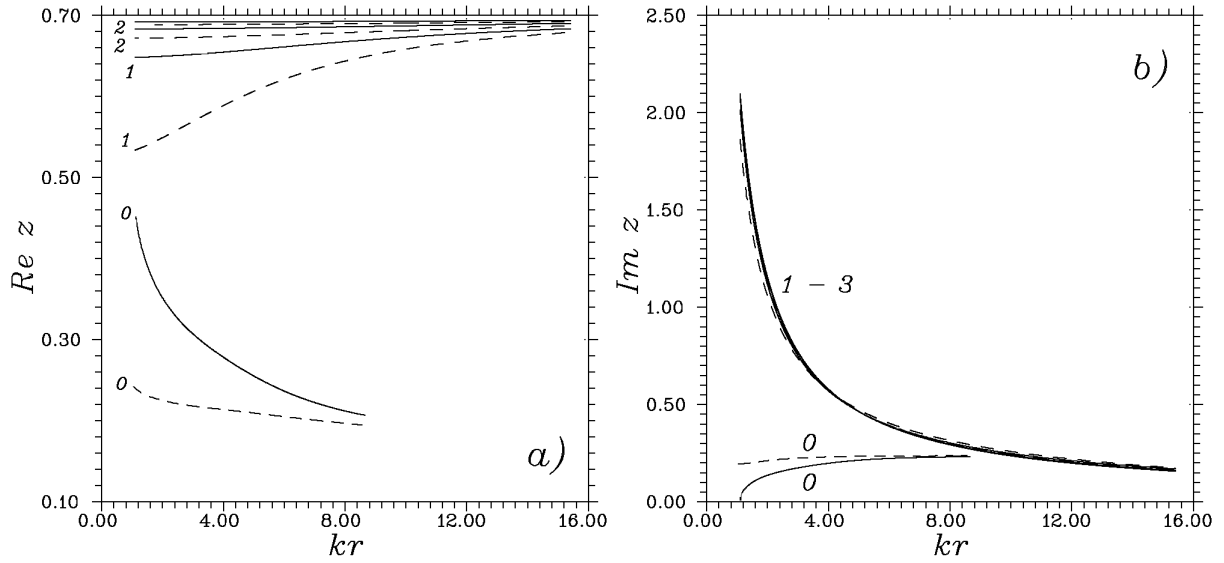


Рис. 4: Зависимости безразмерной фазовой скорости  $Re(\omega/kc_j)$  (a) и относительной скорости роста амплитуды неустойчивых мод  $Im(\omega/kc_j)$  (b) от безразмерного радиального волнового числа  $kr$ . Сплошными кривыми показаны моды с  $m = 0$ , штриховыми —  $m = 1$ . Возле кривых указаны числа нулей собственных функций внутри струи. Угол полураствора струи  $\theta_j = 20^\circ$ ,  $M = 0.7$ .

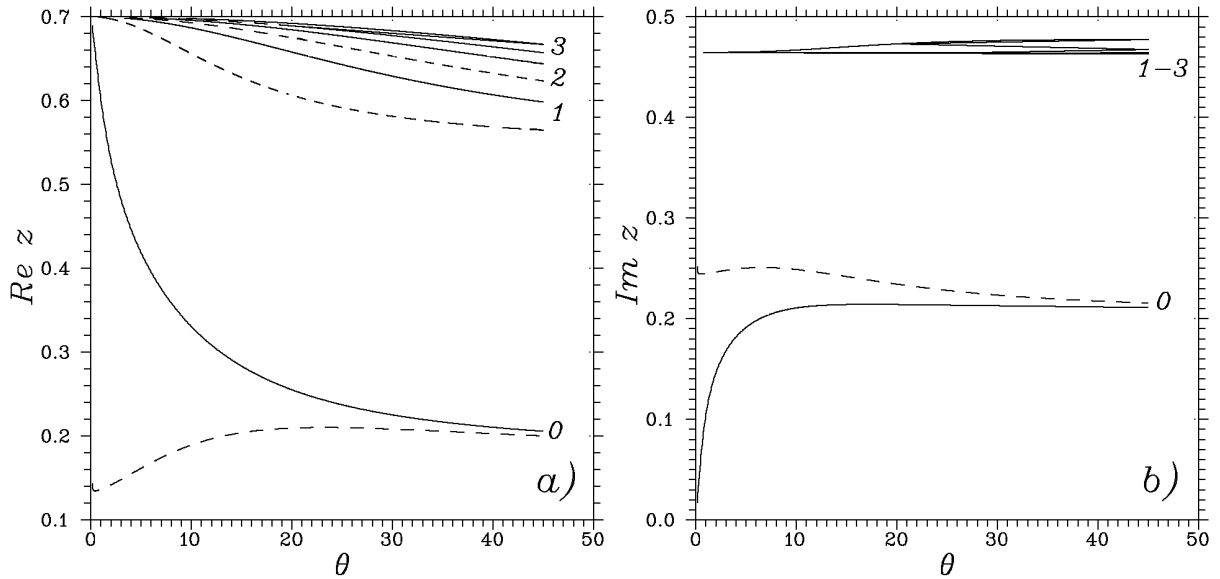


Рис. 5: Зависимости безразмерных фазовых скоростей  $Re(\omega/kc_j)$  (a) и относительных скоростей роста амплитуды  $Im(\omega/kc_j)$  (b) от угла полураствора струи в градусах  $\theta_j$  для различных неустойчивых мод. Обозначения те же, что и на рис. 4.  $kr = 5$ ,  $M = 0.7$ .

образованием стоячей слабо неустойчивой волны в случае среды без релаксации.

Относительная скорость роста амплитуды каждой отражательной гармоники ( $n_j \geq 1$ ) быстро нарастает с уменьшением радиального волнового числа (см. рис. 4). Однако это не физический эффект, а всего лишь следствие нормировки на  $kc_j$ . Как станет ясно далее (см. п. 4.2), перенормировка на частоту Вэйсяля (Väisälä frequency), не зави-

сящую от волнового числа, приводит к неограниченному уменьшению характерного времени роста неустойчивых IGW-мод с уменьшением радиальной длины волны.

Важным результатом является то, что характерные времена развития обсуждаемой неустойчивости очень слабо зависят от угла раствора струи (см. рис. 5).

Крайне слабая зависимость инкрементов

неустойчивых мод от параметров струи позволяет предположить возможность одновременного развития и сосуществования различных мод. С другой стороны, можно сделать вывод о том, что длины волн, на которых будет раскачиваться неустойчивость, в большей степени будут определяться начальными возмущениями.

Вместе с тем важно отметить, что с увеличением  $kr$  относительная скорость роста амплитуды отражательных гармоник убывает, а основных ( $n_j = 0$ ) — как осесимметричной, так и первой винтовой мод внутренних гравитационных волн — наоборот, возрастает. Более того, при  $kr \geq 10$  наиболее вероятным становится развитие неустойчивости именно этих мод.

#### 4.2. Влияние высвечивания на дисперсию неустойчивых мод

Учет радиативных потерь приводит к радикальному изменению спектра неустойчивых мод рассматриваемой системы:

**GAW-моды** полностью подавляются охлаждением высвечиванием, причем декременты их затухания в десятки и сотни раз превышают частоту. Реально это означает, что они не смогут даже возникнуть. Поэтому отвечающие им дисперсионные кривые мы не показываем на рисунках во избежание их загромождения.

**Поверхностные моды КНІ** крайне слабо чувствительны к высвечиванию. Характерное время их нарастания лишь незначительно увеличивается в сравнении со случаем адиабатических возмущений (см. рис. 6–7).

**Волноводно–резонансные моды IGW семейства  $u^+$**  становятся затухающими уже при малых значениях параметра высвечивания  $\tau$ . Характерное время их затухания быстро уменьшается с ростом  $\tau$ , см. рис. 7b. Можно, таким образом, утверждать, что они также полностью подавляются высвечиванием. Отвечающие этим модам дисперсионные кривые мы показываем только на рис. 7. Отметим, что при наличии охлаждения высвечиванием, строго говоря, следует называть эти моды не внутренними гравитационными, а энтропийно–вихревыми. Мы, тем не менее, сохраняем прежнее название для облегчения сравнения со случаем среды без релаксации.

**Волноводно–резонансные моды IGW семейства  $u^-$**  значительно усиливаются из-за радиативных потерь. Их относительная скорость роста увеличивается с ростом  $\tau$  (рис. 7), не достигая насыщения<sup>1</sup>.

Для пояснения последнего эффекта следует воспользоваться выражением, связывающим плотность энергии волны  $E$  в движущейся среде с плотностью энергии волны  $E_0$  в системе отсчета, движущейся вместе со средой (Ландау и Лифшиц, 1988):

$$E = E_0 \frac{\omega}{\omega - \mathbf{kV}}. \quad (38)$$

Отметим, что хотя выражение (38) изначально получено для звуковых волн, оно имеет универсальный характер, поскольку допускает простую квантовую интерпретацию. Именно, число квантов волнового поля  $\mathcal{N} = 2\pi E/h\omega = 2\pi E_0/h(\omega - \mathbf{kV})$  не зависит от выбора системы отсчета (Ландау и Лифшиц, 1988).

Таким образом, моды семейства  $u^+$ , для которых  $Re\omega > kV_j$  ( $Re z > M$ ), имеют в струе положительную плотность энергии, а моды семейства  $u^-$ , для которых  $0 < Re\omega < kV_j$  ( $0 < Re z < M$ ), — отрицательную. Поэтому уменьшение энергии волны из-за высвечивания приводит к уменьшению энергии мод  $u^+$  и соответственно к их затуханию, и наоборот, к увеличению абсолютного значения плотности энергии мод  $u^-$  и к соответствующему их усилению. Последняя ситуация — типичный пример радиативно–диссипативной неустойчивости.

Так же, как и в случае среды без релаксации, закон дисперсии неустойчивых мод крайне слабо чувствителен к изменению угла раствора струи в широком диапазоне его значений (рис. 8).

На рис. 9 мы показываем зависимости частоты неустойчивых возмущений от безразмерного волнового числа  $kr$ . При этом удобно нормировать эту частоту не на частоту звуковых волн, которая сама зависит от  $k$ , а на характерную частоту IGWs — частоту Брента–Вяйсяля (Brunt–Väisälä frequency):

$$N^2 = \frac{1}{\rho_j} \frac{dP_j}{dr} \left( \frac{1}{\rho_j} \frac{d\rho_j}{dr} - \frac{1}{\rho_j c_j^2} \frac{dP_j}{dr} \right) = \frac{3\gamma - 1}{\gamma^2} \frac{c_j^2}{r^2}. \quad (39)$$

Как видно из рис. 9b, наш анализ предсказывает неограниченное уменьшение характерного времени роста неустойчивых IGW–мод с уменьшением радиальной длины волны. Тем не менее, следует учитывать, что наличие переходного слоя конечной толщины  $l$ , в котором скорость плавно меняется от значения  $V_j$  внутри струи до нуля снаружи, приведет к стабилизации возмущений с длиной волны  $\lambda \leq l$ .

Характерной особенностью рассматриваемых мод IGW является то, что максимум возмущенного давления достигается на границе струи, тогда как возмущенное смещение  $\tilde{\xi}$  этой границы в поперечном к ней направлении и возмущение плотности равны нулю в адиабатическом случае

<sup>1</sup> Это утверждение проверялось нами расчетами до значения  $\tau = 100$

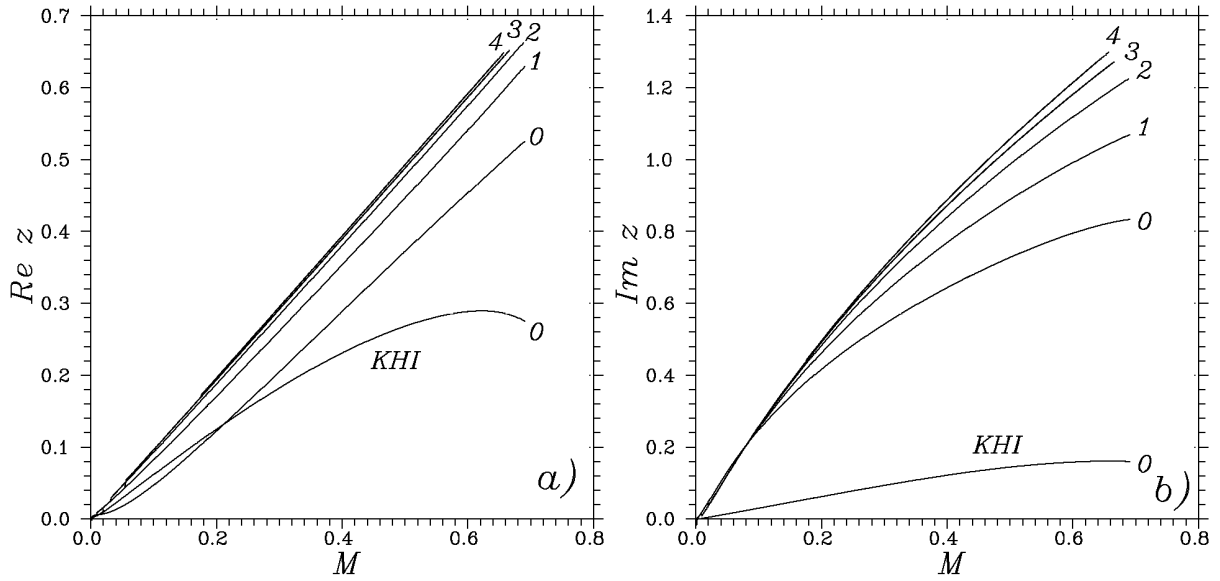


Рис. 6: Зависимости безразмерных фазовых скоростей  $Re(\omega/kc_j)$  (a) и относительных скоростей роста амплитуды  $Im(\omega/kc_j)$  (b) от числа Маха для мод с высвечиванием ( $\tau = 5$ ). Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Показаны только гармоники моды  $m = 0$  семейства  $u^+$ .  $\theta_j = 20^\circ$ ,  $kr = 5$ .

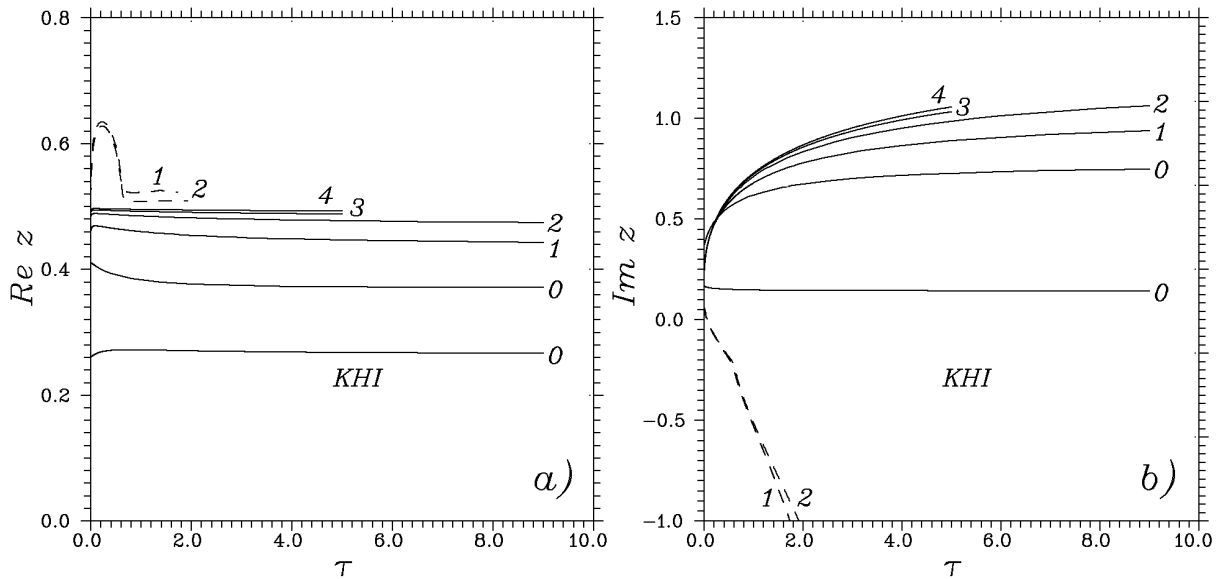


Рис. 7: Зависимости безразмерных фазовых скоростей  $Re(\omega/kc_j)$  (a) и относительных скоростей роста амплитуды  $Im(\omega/kc_j)$  (b) от параметра высвечивания  $\tau$  для различных неустойчивых мод. Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Штриховыми линиями показаны моды семейства  $u^+$ . Показаны только гармоники моды  $m = 0$ .  $\theta_j = 20^\circ$ ,  $M = 0.5$ ,  $kr = 5$ .

и незначительно возрастают с ростом параметра  $\tau$ . Кроме того, вне струи амплитуды возмущений очень быстро убывают с удалением от струи, что обусловлено различием волновых сопротивлений сред:  $\rho_j c_j < \rho_a c_a$ . Как будет показано в Статье II, на нелинейном этапе развития неустойчивости

из-за малости  $\theta$ -смещения границы не происходит разрушения исходного течения (т.е. собственно струи), а локализация возмущений в конусе вблизи струи сохраняется.

В заключение сделаем два небольших замечания. Во-первых, хотя на рис. 6–9 приводятся дис-

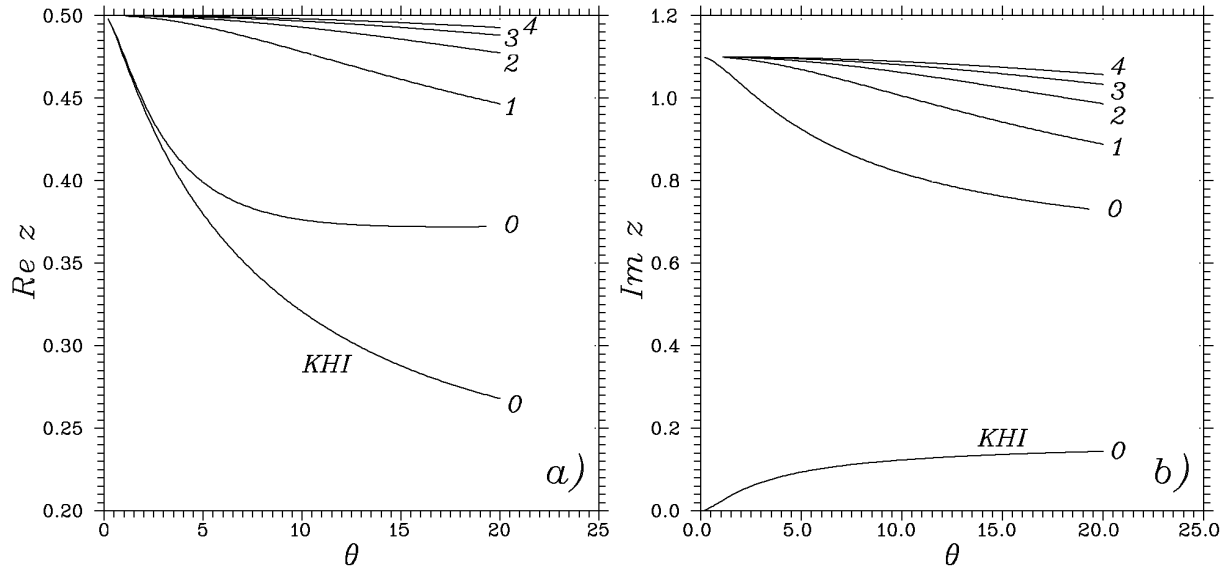


Рис. 8: Зависимости безразмерных фазовых скоростей  $Re(\omega/kc_j)$  (a) и относительных скоростей роста амплитуды  $Im(\omega/kc_j)$  (b) от угла полураствора струи  $\theta_j$  для различных неустойчивых мод. Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Показаны только гармоники моды  $m = 0$ .  $kr = 5$ ,  $\tau = 5$ .

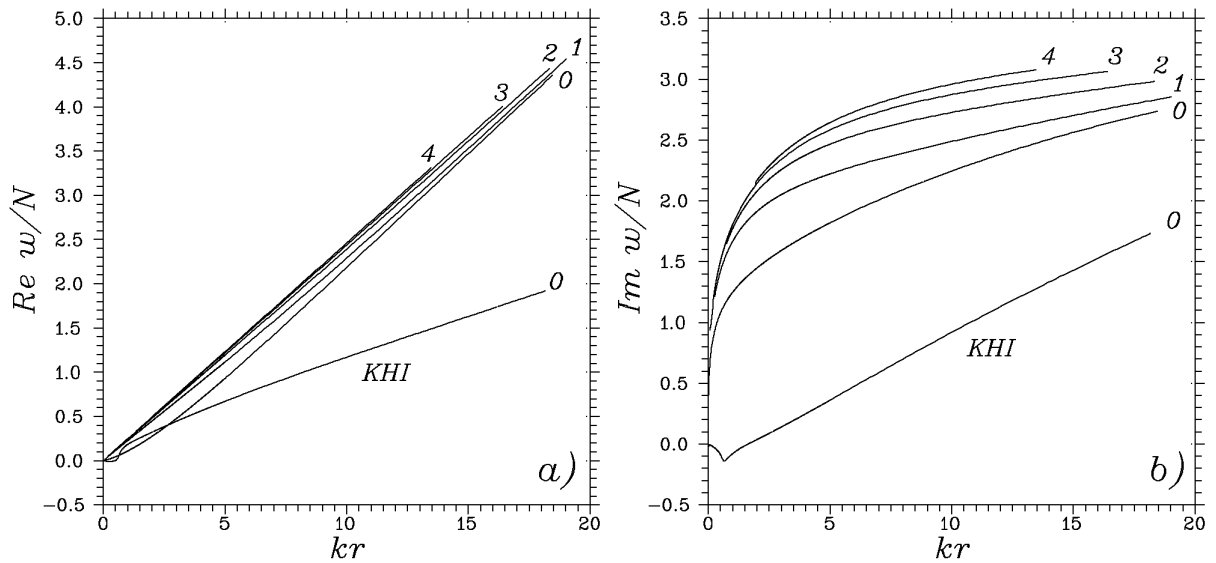


Рис. 9: Зависимости безразмерной частоты  $Re(\omega/N)$  (a) и инкремента  $Im(\omega/N)$  (b) от безразмерного радиального волнового числа  $kr$  для различных неустойчивых мод. Цифры возле кривых указывают номер гармоники (число нулей давления между границей и осью джета). Показаны только гармоники моды  $m = 0$ .  $M = 0.5$ ,  $\theta_j = 20^\circ$ ,  $\tau = 5$ .

персионные кривые только для осесимметричных пинчевых мод, результаты для винтовых ( $m \geq 1$ ) мод качественно совпадают. Во-вторых, расчеты для биполярного выброса с соответствующим изменением граничного условия (30) привели к результатам, тождественно совпадающим с обсуждаемыми здесь результатами для униполярного выброса. Это является прямым следствием отмечен-

ной выше локализации неустойчивых мод вблизи границ струи.

### 5. Заключение

Проведенный нами линейный анализ позволяет сделать следующие выводы:

- Конические выбросы вещества, находящи-

еся в поле квадратичного гравитационного потенциала и подобные наблюдаемым в ряде сейфертовских галактик, неустойчивы относительно резонансно-волноводного развития широкого спектра пинчевых и винтовых внутренних гравитационных мод.

- Характерное время роста амплитуды этих мод крайне слабо зависит от угла раствора струи в широком диапазоне углов.

- Охлаждение высвечиванием полностью подавляет все гравитационно-акустические моды, слабо влияет на неустойчивые поверхностные моды Кельвина-Гельмгольца, приводит к затуханию волноводно-резонансных внутренних гравитационных мод, распространяющихся относительно вещества струи от источника выброса. И наоборот, высвечивание значительно усиливает неустойчивость таких мод, распространяющихся к источнику.

- Указанное усиление имеет характер радиативно-диссипативной неустойчивости мод отрицательной плотности энергии.

- За формирование наблюдаемых регулярных структур в конусах излучения в окрестности ядер сейфертовских галактик могут быть ответственны только поверхностные неустойчивые моды и медленные (распространяющиеся по струе к источнику) волноводно-резонансные IGWs-моды. Скорости этих мод вдоль границ струи превышают характерную скорость звука в окружающей атмосфере, что позволяет предполагать возможность их эволюции в ударные волны.

- При малых углах раствора струи наиболее вероятно развитие основной гармоника пинчевой моды IGWs в коротковолновой области ( $kr \geq 20$ ). В более длинноволновом диапазоне ( $5 \leq kr \leq 15$ ) должна развиваться основная гармоника первой винтовой моды.

- Из-за различной пространственной локализации первой винтовой и пинчевой мод развитие одной из них не должно фатально сказываться на другой.

Детальное численное моделирование развития этих волн будет описано в следующей Статье II.

**Благодарности.** Авторы признательны И.Г. Коваленко за критические замечания и В.В. Леви за многочисленные полезные обсуждения. Изображения галактик NGC 3516 и NGC 5252 получены на 6-м телескопе САО РАН, финансируемом Миннауки РФ (регистрационный номер 01-43). Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы Минпромнауки "Нестационарные объекты во Вселенной". А.В. Моисеев и В.Л. Афанасьев также благодарят фонд РФФИ (проект номер 06-02-16825) за финансовую поддержку данного исследования.

## Список литературы

- Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Храпов С.С., Мусцовой В.В., Моисеев А.В., 2007, *Астрофизический Бюллетень*, **62**, 20
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., 1988, *Теоретическая физика*, том VI, "Гидродинамика", М.: Наука
- Левин К.А., Мусцовой В.В., Храпов С.С., 1999, *Астрономический журнал*, **76**, 827
- Antonucci, R., 1993, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **31**, 473
- Capetti A., Axon D.J., Macchetto F., Sparks W.B., Boksenberg A., 1996, *ApJ*, **469**, 554
- Capetti A., Axon D.J., Macchetto F., Marconi F.D., Winge C., 1999, *ApJ*, **516**, 187
- Emsellem E., Fathi K., Wozniak H., Ferruit P., Mundell C.G., Schinnerer E., 2006, *MNRAS*, **365**, 367
- Falcke H., Wilson A.S., Simpson C., Bower G.A., 1996, *ApJ*, **470**, L31
- Falcke H., Wilson A.S., Simpson C., 1998, *ApJ*, **502**, 199
- Ferrari A., Massaglia S., Trussoni E., 1982, *MNRAS*, **198**, 1065
- Ferruit P., Wilson A.S., Falcke H., et al., 1999, *MNRAS*, **309**, 1
- Hardee P.E., & Norman M.L., 1988, *ApJ*, **334**, 70
- Kaiser M.E., Bradley L.D., Hutchings J.B., Crenshaw D.M. et al., 2000, *ApJ*, **528**, 260
- MacDonald J., Bailey M.E., 1981, *MNRAS*, **197**, 995
- Miles J.W., 1957, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **29**, 226
- Miyaji T., Wilson A.S., Perez-Fournon I., 1992, *ApJ*, **385**, 137
- 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
- Mulchaey J.S., Tsvetanov Z., Wilson A.S., Perez-Fournon I., 1992, *ApJ*, **394**, 91
- Nagar N.N., Wilson A.S., Mulchaey J.S., Gallimore J.F., 1999, *ApJS*, **120**, 209
- Norman M.L., & Hardee P.E., 1988, *ApJ*, **334**, 80
- Norman M.L., & Stone J.M., 1997, *ApJ*, **483**, 121
- Payne D.G., & Cohn H., 1985, *ApJ*, **291**, 655
- Pogge R.W., 1989, *ApJ*, **345**, 730
- Pogge R.W. & De Robertic M.M., 1993, *ApJ*, **404**, 563
- Ribner H.S., 1957, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **29**, 435
- Rossi P., Capetti A., Bodo G. et al., 2000, *A&A*, **356**, 73
- Sofue Y., & Rubin V., 2001, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **39**, 137
- Steffen W., 1997, *Vistas in Astronomy*, **41**, 71 (astro-ph/9611133)
- Tsvetanov Z.I., & Walsh J.R., 1992, *ApJ*, **386**, 485
- Veilleux S., Tully R.B., Bland-Hawtorn J., 1993, *AJ*, **105**, 1318
- Wills B.J., 1999, "Quasars and Cosmology" (ed by G. Ferland & J. Baldwin), *ASP Conf. Series*, **162**, 101 (astro-ph/990503)
- Wilson A.S., 1993, in "Astrophysical Jets", *STScI Symp. Series N 6*, Cambridge Univ. Press, 121
- Wilson A.S., & Tsvetanov Z.I., 1994, *AJ*, **107**, 1227

## Приложение

### Дисперсионное соотношение для IGWs

Здесь мы кратко описываем получение дисперсионного соотношения для внутренних гравитационных волн. Мы рассматриваем волны малой амплитуды в сжимаемой среде с вертикальной стратификацией плотности, вызванной однородным гравитационным полем  $-g\mathbf{e}_z$ , где  $g = \text{const}$ . Начальная линеаризованная система уравнений гидродинамики имеет вид:

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \tilde{v}_z \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \left( \text{div}_{\perp} \mathbf{v}_{\perp} + \frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial z} \right) = 0, \quad (40)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}_{\perp}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_{\perp} \tilde{p}, \quad (41)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} - g \frac{\tilde{p}}{\rho_0}, \quad (42)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \tilde{v}_z \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = c_s^2 \left( \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \tilde{v}_z \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right). \quad (43)$$

Здесь индекс  $z$  отмечает вертикальные компоненты, а индекс  $\perp$  соответственно ортогональные к  $\mathbf{e}_z$  компоненты вектора. Уравнение гидростатического равновесия может быть записано в виде:

$$g = -\frac{1}{\rho_0(z)} \frac{d\rho_0(z)}{dz}. \quad (44)$$

Остальные обозначения те же, что и в основной части статьи.

Мы рассматриваем коротковолновые возмущения вдоль оси  $z$ :

$$\frac{1}{k_z} \left| \frac{\partial \ln \rho_0}{\partial z} \right| \ll 1, \quad (45)$$

где  $k_z$  — вертикальная компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$  ( $\mathbf{k}^2 = k_z^2 + \mathbf{k}_{\perp}^2$ ). Далее ищем решение в виде плоских волн:

$$\tilde{f}(x, y, z, t) = \hat{f} \exp\{ik_x x + ik_y y + ik_z z - i\omega t\}, \quad (46)$$

где  $\tilde{f}$  — возмущенная функция с амплитудой  $\hat{f} = \text{const}$ . Тогда система дифференциальных уравнений (40)–(43) преобразуется к алгебраическим:

$$-i\omega \hat{p} + \hat{v}_z \frac{d\rho_0}{dz} + i\rho_0(\mathbf{k}_{\perp} \hat{\mathbf{v}}_{\perp} + k_z \hat{v}_z) = 0, \quad (47)$$

$$-i\omega \hat{\mathbf{v}}_{\perp} = -i\mathbf{k}_{\perp} \frac{\hat{p}}{\rho_0}, \quad (48)$$

$$-i\omega \hat{v}_z = -ik_z \frac{\hat{p}}{\rho_0} - g \frac{\hat{p}}{\rho_0}, \quad (49)$$

$$-i\omega \hat{p} - \rho_0 g \hat{v}_z = c_s^2 \left( -i\omega \hat{p} + \hat{v}_z \frac{d\rho_0}{dz} \right). \quad (50)$$

Эта система однородна и имеет нетривиальное решение только если ее детерминант тождественно равняется нулю. Последнее условие дает следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega^4 + \omega^2 \left( -k^2 c_s^2 + g \frac{d \ln \rho_0}{dz} \right) - g k_{\perp}^2 \left( g + c_s^2 \frac{d \ln \rho_0}{dz} \right) = 0. \quad (51)$$

В случае среды, перемещающейся со скоростью  $\mathbf{V}$ , преобразование Доплера для частоты  $\hat{\omega} = \omega - \mathbf{kV}$  ведет к уравнению (35) в основном тексте статьи.