ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 5 за 2022 г.

ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

З.Д. Ливенец, А.Ю. Луговский

Формирование и эволюция крупномасштабных вихревых структур в аккреционных звездных дисках

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Ливенец З.Д., Луговский А.Ю. Формирование и эволюция крупномасштабных вихревых структур в аккреционных звездных дисках // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2022. № 5. 19 с. **https://doi.org/10.20948/prepr-2022-5**
https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2022-5

Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Российской академии наук

З.Д. Ливенец, А.Ю. Луговский

Формирование и эволюция крупномасштабных вихревых структур в аккреционных звёздных дисках

Москва — 2022

Ливенец З.Д., Луговский А.Ю.

Формирование и эволюция крупномасштабных вихревых структур в аккреционных звездных дисках

Данная работа посвящена изучению свойств астрофизических объектов, а именно исследованию процессов развития крупномасштабной турбулентности в аккреционных звездных дисках. Подобная деятельность мотивирована необходимостью объяснения природы механизмов, которые ведут к перераспределению углового момента в диске и последующей аккреции вещества на центральное гравитирующее тело. Так, проведенное полное трехмерное моделирование процессов развития неустойчивости в изначально стационарном диске позволяет сделать выводы об эффективности перераспределения углового момента крупномасштабными вихревыми структурами.

Ключевые слова: аккреционные диски, крупномасштабная турбулентность, перенос углового момента

Zahar Dmitrievich Livenets, Alexey Yurievich Lugovsky

Evolution and formation of large-scale vortex structures in accretion stellar disks

This paper is devoted to the study of the properties of astrophysical objects, namely, the study of the processes of development of large-scale turbulence in accretion stellar disks. Such activity is motivated by the need to explain the nature of the mechanisms that lead to the redistribution of angular momentum in the disk and the subsequent accretion of matter to the central gravitating body. Thus, the complete three-dimensional modeling of the processes of instability development in an initially stationary disk allows us to draw conclusions about the efficiency of the redistribution of angular momentum by large-scale vortex structures.

Key words: accretion discs, lagre-scale turbulence, angular momentum transfer

Введение

Данная работа посвящена изучению аккреционных дисков. Подобные объекты являются мощными источниками энергии в нашей вселенной и формируются, когда газ с большим угловым моментом захватывается гравитационным полем какого-то тела. Происходящие в аккреционных дисках процессы могут обеспечивать эффективную трансформацию потенциальной энергии гравитационного взаимодействия в тепловое излучение.

В газовом облаке вещество, как правило, движется по замкнутой кеплеровской орбите, так как сила тяготения, приложенная к конечному объему вещества, уравновешивается центробежной силой. Для интенсивного падения вещества на центральный объект и возникновения излучения при его торможении необходим механизм, который может обеспечить перераспределение углового момента в объеме аккреционного диска, поэтому основные усилия ученых направлены именно на обнаружение подобных процессов.

Интерес к данному вопросу также поддерживается экспериментально выявленной связью между температурой аккреционного диска и интенсивностью излучения с поверхности центрального объекта при падении на него вещества. Ранее был предложен подход, согласно которому аккреция вещества поддерживается вязкостью, вызванной турбулентным движением в диске [1]. Подобная модель показывает, что темп падения вещества определяет нагрев аккреционного диска. Однако она не объясняет ряд экспериментально наблюдаемых зависимостей температуры диска от темпа аккреции.

Другой подход заключается в использовании магнитной вязкости вещества для объяснения процессов переноса углового момента в диске. Присутствие даже слабого поля может делать гидродинамически устойчивый диск нестабильным, что приводит к возникновению турбулентных потоков в веществе. Однако неустойчивость может и не появляться в случае такого внешнего воздействия. Например, когда энергия магнитного поля больше кинетической энергии движущегося газа, структура течения определяется линиями напряженности. В противоположной ситуации поток газа становится турбулентным и в образованных областях завихренности происходит последующее перераспределение углового момента, что обеспечивает темп аккреции вещества. Кроме того, магниторотационная неустойчивость является следствием присутствия магнитного поля, а оно не обнаруживается в ряде астрофизических объектов.

Видно, что перечисленные выше механизмы имеют ряд недостатков, поэтому в данной работе используется другой подход, в рамках которого перераспределение углового момента происходит благодаря движению вихревых структур, возникающих в результате развития крупномасштабной турбулентности в сдвиговом течении вещества диска [2]. Как было сказано ранее, вещество газового облака обладает значительным угловым моментом, однако анализ уравнения Эйлера с учетом внешнего гравитационного поля показывает, что стационарные конфигурации аккреционного диска могут существовать только при определенном распределении угловой скорости, убывающей с радиусом по степенному закону [3]. Этот факт говорит о сдвиговом характере течения вещества в диске. В подобной конфигурации возможно развитие неустойчивости из-за нелинейного взаимодействия возмущений и потока газа.

Основные результаты о возникновении и эволюции крупномасштабной турбулентности в плоскопараллельном сдвиговом течении и между цилиндрами изложены в книге [4]. В астрофизических условиях на формирование вихрей также существенным образом влияет гравитационное поле. Соответствующее моделирование процесса развития сдвиговой неустойчивости с его учетом в аккреционном диске было проведено в ряде других работ [5-9]. В них показано, что появление крупномасштабных вихревых структур приводит к перераспределению углового момента в диске и последующей аккреции вещества, однако соответствующее моделирование было выполнено в рамках двумерного приближения, поэтому текущее исследование ставит своей целью проведение полного трехмерного расчета для подтверждения или опровержения гипотезы об эффективности переноса углового момента в диске крупномасштабными вихревыми структурами.

Преимущество данного подхода заключается в том, что возникновение сдвиговой неустойчивости не приводит к значительному нагреву вещества. Подобный процесс может обеспечить требуемый темп аккреции вместе со сравнительно малой температурой диска. Результаты изучения подобного механизма представлены в этой работе.

Уравнения газовой динамики

Основной проблемой в рамках изучения аккреционных дисков является вычисление темпа падения вещества на центральный объект. Именно эта характеристика связана с яркостью того или иного объекта. Как было сказано ранее, в рамках общепринятого подхода считается, что процесс потери углового момента веществом поддерживается турбулентной вязкостью, которая во много раз больше молекулярной. Однако этот подход имеет ряд таких недостатков, как рост температуры вещества вместе с темпом аккреции, сопутствующее интенсивное тепловое излучение и постулирование присутствия сильного турбулентного течения в диске.

В рамках другого подхода, который используется в этой работе, рассматриваются два независимых процесса. В первую очередь происходит развитие крупномасштабной турбулентности, которая приводит к потере веществом диска углового момента внутри вихрей. Впоследствии происходит нелинейное взаимодействие структур турбулентного течения, формируются высокие частоты спектра турбулентности и уже на этом этапе осуществляется диссипация кинетической энергии в тепловую. Подобные процессы необходимо исследовать каждый раз для конкретного объекта, так как на них влияют геометрия задачи, присутствие магнитного поля и спектр турбулентности. В рамках данной работы проводится исследование первого этапа, а именно формирования крупномасштабных вихрей.

Из наблюдений известно, что астрофизические объекты очень велики. Например, радиус солнца примерно оценивается в 10^9 метров, а красные гиганты имеют пространственные масштабы в 10^{13} метров. Поэтому оценки числа Рейнольдса для аккреционного диска также значительно превосходят критические величины для сдвигового течения. В таких условиях инерционные члены в уравнении Навье-Стокса значительно больше пропорциональных вязкости слагаемых, что позволяет рассматривать только закон Эйлера при моделировании развития крупномасштабной структуры турбулентности в сдвиговом течении аккреционного диска. Действительно, в ситуации, когда в потоке жидкости присутствует большой градиент тангенциальных компонент скорости, динамические слагаемые вносят наибольший вклад, а вязкость не влияет на скорость роста возмущений.

Таким образом, исследуемые процессы рассматриваются в рамках системы уравнений газовой динамики Эйлера, а постановка задачи предполагает работу в цилиндрической системе координат (r, φ, z). Приведем ее запись в векторной форме:

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial r} + \frac{\partial \boldsymbol{G}}{r\partial \varphi} + \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial z} = \boldsymbol{S}.$$

Согласно принятым обозначениям:

$\boldsymbol{U}$ - вектор консервативных переменных,

$\boldsymbol{F}$ - вектор потока вдоль r,

$\boldsymbol{G}$ - вектор потока вдоль φ,

$\boldsymbol{H}$ - вектор потока вдоль z,

$\boldsymbol{S}$ - вектор источника.

Запишем явный вид компонент векторов:

$$\boldsymbol{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_r \\ \rho v_\varphi \\ \rho v_z \\ E \end{pmatrix}, \boldsymbol{S} = \begin{pmatrix} -\dfrac{\rho v_r}{r} \\ -\dfrac{\rho v_r^2 + p}{r} + \dfrac{p}{r} + \dfrac{\rho v_\varphi^2}{r} + \rho g_r \\ -\dfrac{\rho v_\varphi v_r}{r} - \dfrac{\rho v_r v_\varphi}{r} \\ -\dfrac{\rho v_z v_r}{r} + \rho g_z \\ -\dfrac{v_r(E+p)}{r} + \rho(v_r g_r + v_z g_z) \end{pmatrix},$$

$$\boldsymbol{F} = \begin{pmatrix} \rho \upsilon_r \\ \rho \upsilon_r^2 + p \\ \rho \upsilon_r \upsilon_\varphi \\ \rho \upsilon_r \upsilon_z \\ \upsilon_r (E + p) \end{pmatrix}, \boldsymbol{G} = \begin{pmatrix} \rho \upsilon_\varphi \\ \rho \upsilon_\varphi \upsilon_r \\ \rho \upsilon_\varphi^2 + p \\ \rho \upsilon_\varphi \upsilon_z \\ \upsilon_\varphi (E + p) \end{pmatrix}, \boldsymbol{H} = \begin{pmatrix} \rho \upsilon_z \\ \rho \upsilon_z \upsilon_r \\ \rho \upsilon_z \upsilon_\varphi \\ \rho \upsilon_z^2 + p \\ \upsilon_z (E + p) \end{pmatrix}.$$

Для замыкания системы уравнений используется уравнение состояния идеального газа с показателем γ:

$$p = p(\rho, \varepsilon) = (\gamma - 1)\rho\varepsilon.$$

Тогда выражение для полной энергии принимает вид:

$$E = \frac{\rho p}{\gamma - 1} + \rho\left(\upsilon_r^2 + \upsilon_\varphi^2 + \upsilon_z^2\right).$$

В следующем параграфе будет описан подход численного решения данной системы уравнений.

Метод численного интегрирования

Выбор подхода к численному интегрированию нелинейной и многомерной системы уравнений газовой динамики особенно важен. В большей степени он зависит от постановки задачи и особенностей моделируемых процессов. В нашем случае важно учитывать нелинейные взаимодействия в потоке вещества, поэтому численная схема должна работать с контактными разрывами и ударными волнами с высокой точностью. Таким образом, выбор схемы Годуновского типа является оправданным, потому что такой метод включает в себя описание нелинейных взаимодействий явным образом. Численная схема корректно описывает разрывные течения благодаря решению задачи Римана о распаде произвольного разрыва для нахождения потоков между ячейками сетки.

В первую очередь на расчетной области Ω:

$$\Omega = (r_0 \le r \le r_1) \times (\varphi_0 \le \varphi \le \varphi_1) \times (z_0 \le z \le z_1)$$

вводится равномерная пространственная сетка, а r_i, φ_j, z_k обозначают центры расчетных ячеек:

$$r_i = r_0 + \frac{dr}{2} + dr * i, i = (0, \dots, N_r - 1);$$

$$\varphi_j = \varphi_0 + \frac{d\varphi}{2} + d\varphi * j, j = \left(0, \dots, N_\varphi - 1\right);$$

$$z_k = z_0 + \frac{dz}{2} + dz * k, k = (0, \dots, N_z - 1).$$

Параметры разбиения определяются следующим образом:

$$dr = \frac{r_1 - r_0}{N_r}, d\varphi = \frac{\varphi_1 - \varphi_0}{N_\varphi}, dz = \frac{z_1 - z_0}{N_z}.$$

Замена производных в системе уравнений газовой динамики их конечно-разностными аналогами дает консервативную схему:

$$\boldsymbol{U}_{i,j,k}^{n+1} = \boldsymbol{U}_{i,j,k}^{n} + \frac{(-\tau)}{dr}\left(\boldsymbol{F}_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \boldsymbol{F}_{i-\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}}\right) + \frac{(-\tau)}{r_i d\varphi}\left(\boldsymbol{G}_{i,j+1/2,k}^{n+\frac{1}{2}} - \boldsymbol{G}_{i,j-1/2,k}^{n+\frac{1}{2}}\right) + \frac{(-\tau)}{dz}\left(\boldsymbol{H}_{i,j,k+1/2}^{n+\frac{1}{2}} - \boldsymbol{H}_{i,j,k-1/2}^{n+\frac{1}{2}}\right).$$

Отметим, что полуцелые пространственные индексы *i+1/2* обозначают границы ячеек, а верхние индексы *n* и *n+1/2* соответствуют шагу интегрирования и усреднению по времени соответственно. При этом потоки консервативных величин вычисляются согласно процедуре кусочно-параболического метода (The Piecewise Parabolic Method (PPM)) [10]. Данная модификация обеспечивает третий порядок аппроксимации по пространству и второй по времени.

Начальные данные аккреционного диска

Представляется возможным найти стационарные, цилиндрически-симметричные конфигурации газового распределения, которые удовлетворяют уравнению движения идеального политропного газа во внешнем гравитационном поле. Кроме того, некоторые решения с подходящими параметрами (форма, размер) могут имитировать газовое распределение аккреционного диска и подходят для моделирования процесса развития сдвиговой неустойчивости.

Для вывода необходимых соотношений использовалась модель идеального политропного газа. Подобная зависимость внутренней энергии от температуры позволила получить равновесные аналитические решения уравнения Эйлера в цилиндрической геометрии, в том числе с необходимой дисковой конфигурацией и распределением скоростей.

Характерные масштабы основных физических величин в задачах об аккреции, как правило, известны. Численный расчет удобно проводить, используя безразмерные переменные, поэтому в приведенных ниже уравнениях основные величины имеют следующие масштабы:

$$\text{м} * r_0, \text{кг} * M, \text{с} * t_0 = \text{с} * \left(\frac{r_0^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$r_0 = 696 * 10^6$ м - характерный радиус аккреционного диска,
$M = 10^{30}$ кг - масса центрального объекта,
$\mathrm{G} = 6.67 * 10^{-11}\ \frac{\text{м}^3}{\text{кг}*\text{с}^2}$ - гравитационная постоянная.

Движение идеального политропного газа во внешнем гравитационном поле в цилиндрических координатах (*r, φ, z*) описывается уравнением:

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}, \nabla)\boldsymbol{v} + \frac{1}{\rho}\nabla \mathrm{p} = \boldsymbol{g}(r, z).$$

Правая часть учитывает наличие гравитационного поля от центрального объекта:

$$\boldsymbol{g} = \begin{pmatrix} g_r \\ 0 \\ g_z \end{pmatrix}, g_r = \frac{-r}{(r^2 + z^2)^{3/2}},\ g_z = \frac{-z}{(r^2 + z^2)^{3/2}}.$$

Будем искать стационарные, симметричные по углу решения этого уравнения с учетом политропной зависимости давления газа от плотности:

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0, \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0, p = K\rho^\gamma, K = 5.5 * 10^6 \frac{\text{м}^{3\gamma-1}}{\text{с}^2\text{кг}^{\gamma-1}} = 0.0014\frac{M^{\gamma-2}}{G r_0^{3\gamma-4}}.$$

Общее выражение для плотности можно записать в виде:

$$\frac{K\gamma}{\gamma - 1}\rho(r, z)^{\gamma-1} = \frac{1}{(r^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{1}{(r^2 + Z(r)^2)^{\frac{1}{2}}}.$$

Закон распределения скорости принимает вид:

$$v_\varphi(r)^2 = \frac{r(r + Z(r)Z'(r))}{(r^2 + Z(r)^2)^{3/2}}.$$

Здесь функция $z = Z(r)$ такая, что $\rho(r, Z(r)) = 0$. Она задает границу диска и в данной работе имеет вид:

$$Z(r) = \alpha r e^{-\beta(r - r_m)^2}, \alpha = 0.2, \beta = 9, r_m = 0.8.$$

Подобная конфигурация выбиралась для того, чтобы исключить влияние граничных условий. Полученное равновесное распределение газа тороидальной формы использовалось в качестве начального для проведения последующих исследований (рис. 1, 2).

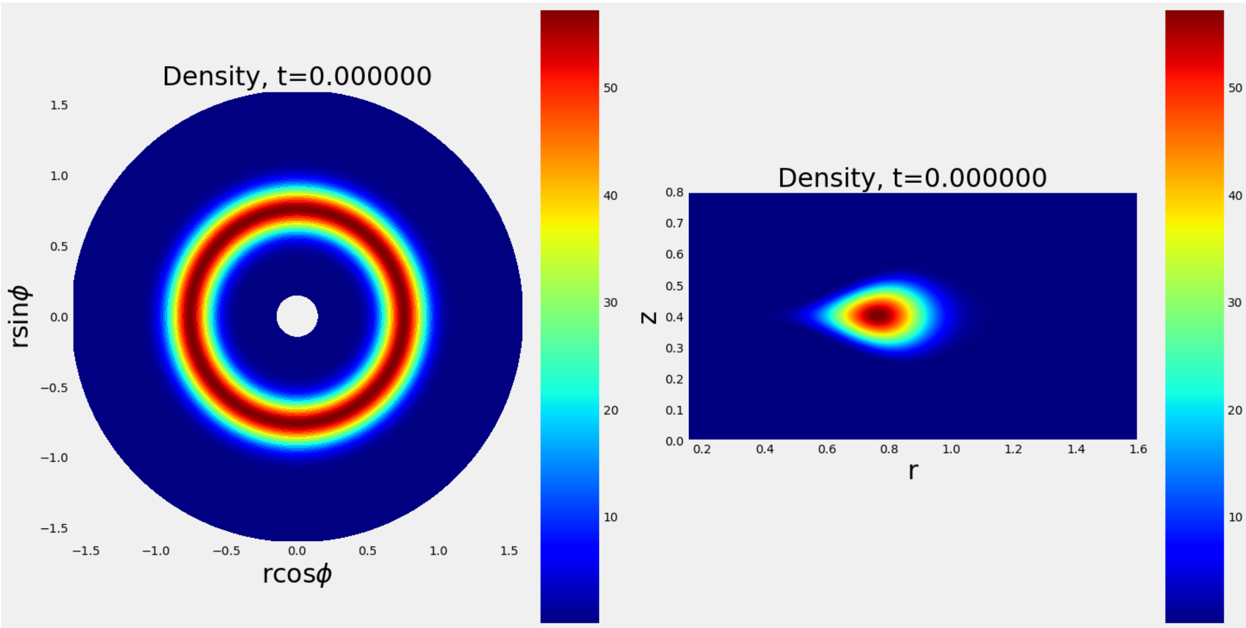

Рис. 1. Распределение плотности в начальном состоянии диска в сечении $(r,\ \varphi,\ z = z_{mid})$ и $(r,\ \varphi = 0,\ z)$

Приведем также график распределения угловой скорости в аккреционном диске (рис. 2).

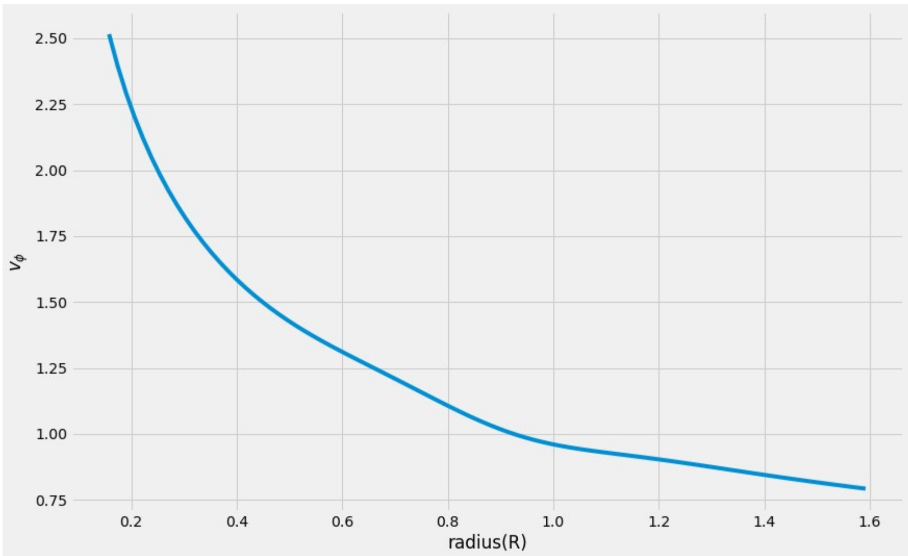

Рис. 2. Околокеплеровское распределение угловой скорости в аккреционном диске

Основываясь на приведенной выше зависимости, можно рассчитать время, за которое диск делает один оборот в области максимальной плотности $r_m = 0.8r_0$, следующим образом:

$$t_{\text{период}} = \frac{2\pi r_m}{v_\varphi(r_m)} = \frac{2\pi 0.8}{1.104} = 4.55 t_0.$$

Этот интервал будет использоваться как характерное время протекания различных процессов в диске.

Проверка устойчивости невозмущенного начального аккреционного диска

В рамках системы уравнений идеальной газовой динамики рассматривается аккреционный диск, вращающийся вокруг центрального гравитирующего объекта. Уравнение для начального распределения газового диска получено в предыдущем параграфе. Для верификации численного метода необходимо убедиться, действительно ли полученное решение остается стационарным в течение длительного времени. Заметим, что распределение газового диска не привязано к конкретной области по z, оно инвариантно относительно преобразования координат $z' = z + z_0$, поэтому из соображений удобства можно проводить расчет в области Ω с $z>0$:

$$\Omega = (0.15 \le r \le 1.8) \times (0.0 \le \varphi \le 2\pi) \times (0.0 \le z \le 1.65).$$

Количество ячеек на равномерной сетке выбиралось следующим образом:

$$(N_r, N_\varphi, N_z) = (200, 1, 200).$$

Задание одной ячейки вдоль направления φ объяснятся угловой симметрией начальных данных. Потоки в соответствующем направлении будут равны нулю, поэтому их расчет нецелесообразен. На границах области по r и z установлены свободные условия, а по φ - периодические.

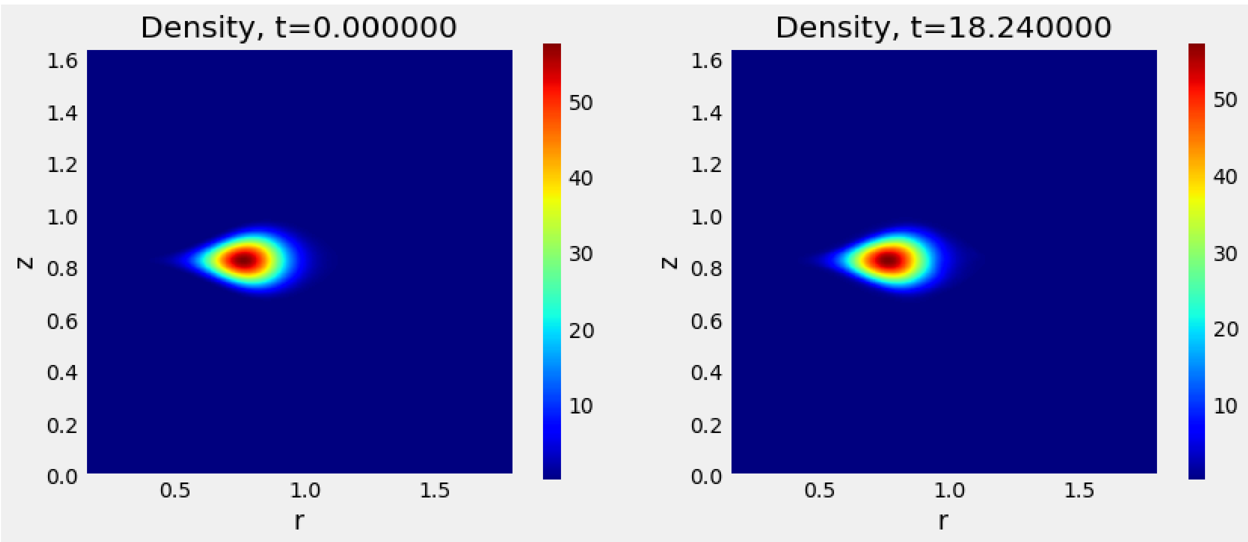

Рис. 3. Карта плотности (r,φ=0,z) в начальный момент времени и после 4 оборотов диска в области максимальной плотности

На рис. 3 изображена карта плотности для первой итерации и через время, соответствующее четырем оборотам диска в области максимальной плотности

$r_m = 0.8r_0$. Как было сказано ранее, один период соответствует времени $t = 4.55t_0$. При численном интегрировании начальных условий по времени практически не происходит изменений в исходном распределении газа, стационарное решение сохраняется достаточно долго. Данный факт говорит об отсутствии ошибок в программной реализации численного метода и несущественной численной вязкости.

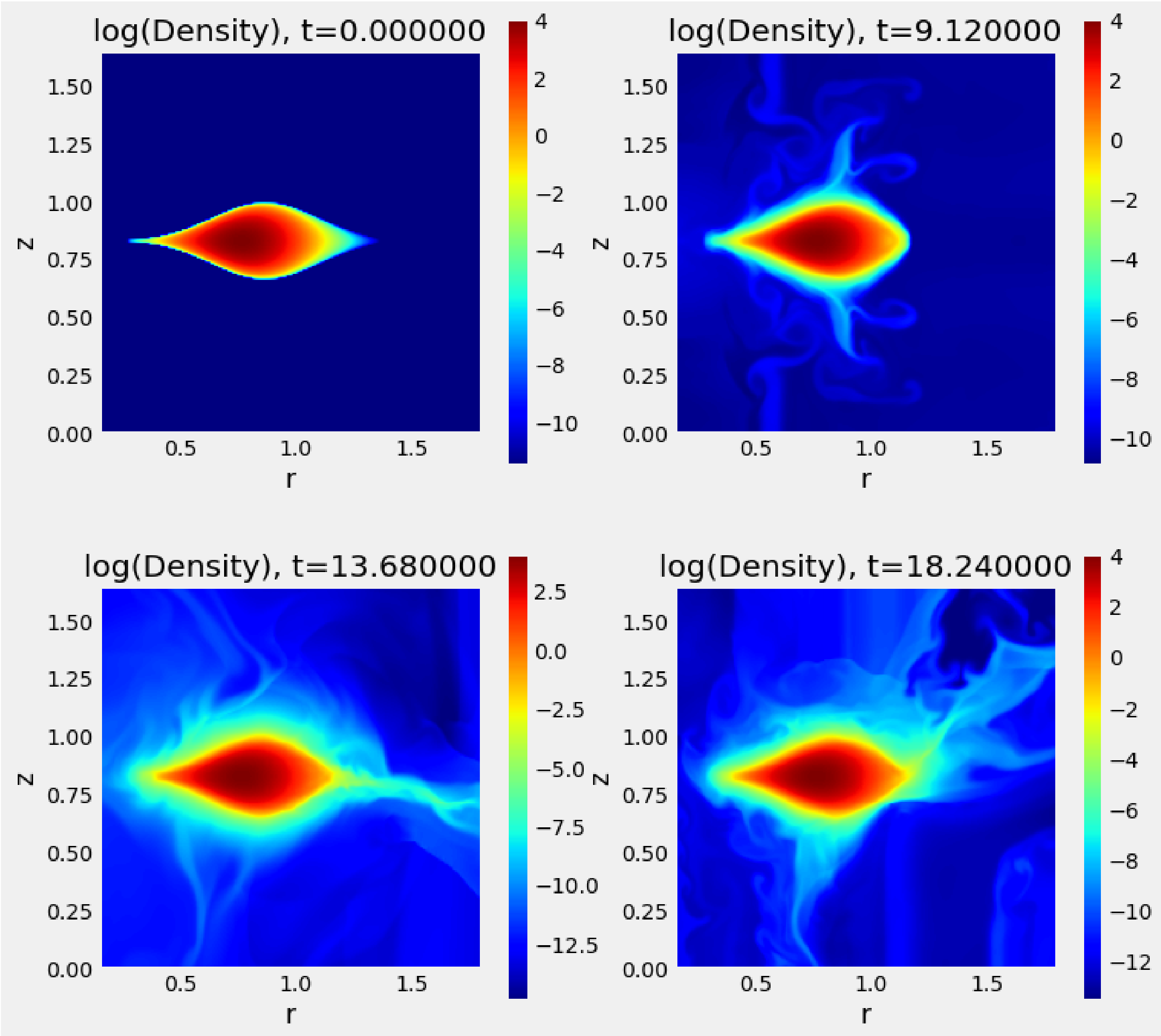

Рис. 4. Карта логарифма плотности (r, $\varphi = 0$, z) в начальный момент времени, после 2, 3 и 4 оборотов диска в области максимальной плотности.

В отсутствие логарифмического масштаба (рис. 3) заметить различия с начальной конфигурацией достаточно сложно, однако фоновое вакуумное состояние с низкой плотностью и давлением находится не в равновесии и активно перестраивается (рис. 4). Подобные движения воздействуют на исследуемый диск, однако это не приводит к существенным изменениям в распределении его вещества.

Моделирование неустойчивости в сдвиговом течении аккреционного диска

Для интенсивной аккреции газа на центральный объект в диске должен происходить процесс, который обеспечивает перенос углового момента к его внешним границам. В рамках данной работы необходимо выяснить, как развитие крупномасштабной турбулентности влияет на перераспределение углового момента и результирующий темп аккреции вещества.

Необходимый расчет проводился в аналогичной предыдущему параграфу области Ω и с теми же граничными условиями. Однако количество ячеек на расчетной сетке устанавливалось следующим:

$$\left(N_r, N_\varphi, N_z\right) = (90, 260, 50).$$

Для того чтобы проверить устойчивость диска относительно малых возмущений и исследовать вопрос образования крупных вихревых структур, в равновесное распределение азимутальной скорости вносились синусоидальные возмущения, поэтому в конкретной области значение азимутальной скорости переопределялось:

$$v_\varphi(r_m, \varphi, z_{mid}) = v_\varphi(r_m, \varphi, z_{mid})(1 + Asin(n\varphi)),$$

$$r_m = 0.8, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, z_{mid} = (z_1 + z_0)/2.$$

Соответствующее возмущенное распределение угловой скорости можно увидеть на рис. 5 ниже.

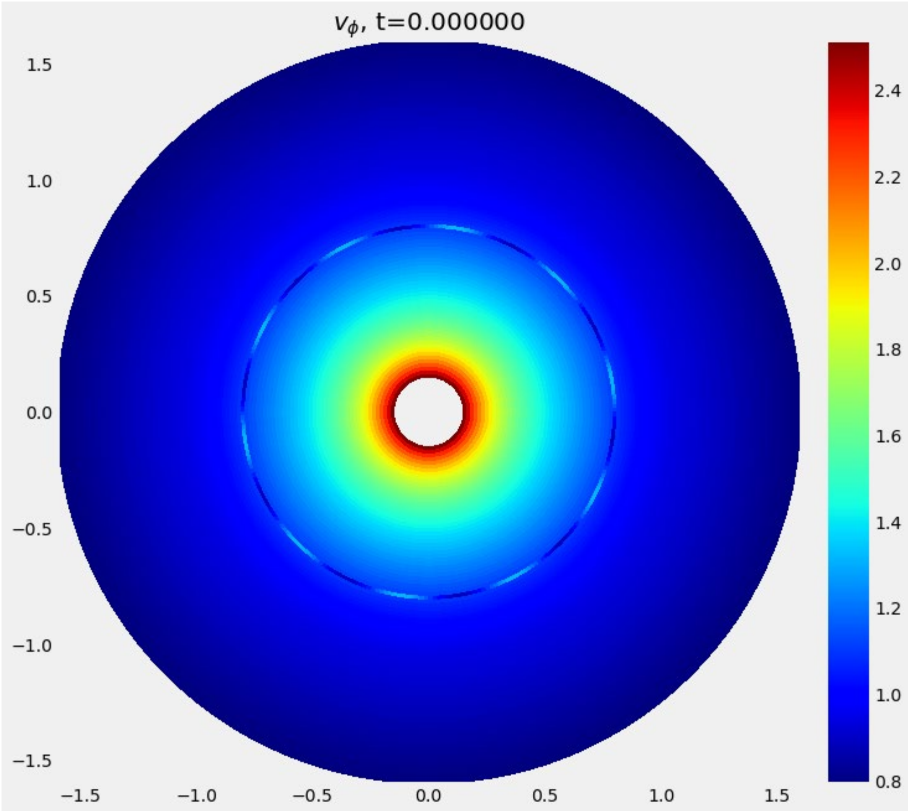

Рис. 5. Карта азимутальной компоненты скорости $v_{\varphi}(r, \varphi, z_{mid})$ в сечении $z = z_{mid}$ с внесенными возмущениями амплитуды $A = 0.2$. Количество периодов $n = 10$.

Численное моделирование позволяет исследовать влияние внесенных возмущений на сдвиговое течение аккреционного диска. Расчеты показывают, что со временем в потоке газа формируются крупномасштабные вихревые структуры. На рис. 6, 7 ниже приведены контуры плотности и карты кинетической энергии вихревого движения E' в сечении (r, φ, z_{mid}) для разных моментов времени. Величина энергии рассчитывается следующим образом:

$$E' = \frac{1}{2}\rho dV\left((v_r')^2 + \left(v_\varphi'\right)^2\right),$$

$$v_r'(r,\varphi) = < v_r > (r) - v_r(r,\varphi),$$

$$< v_r > (r) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} v_r(r,\varphi)d\varphi.$$

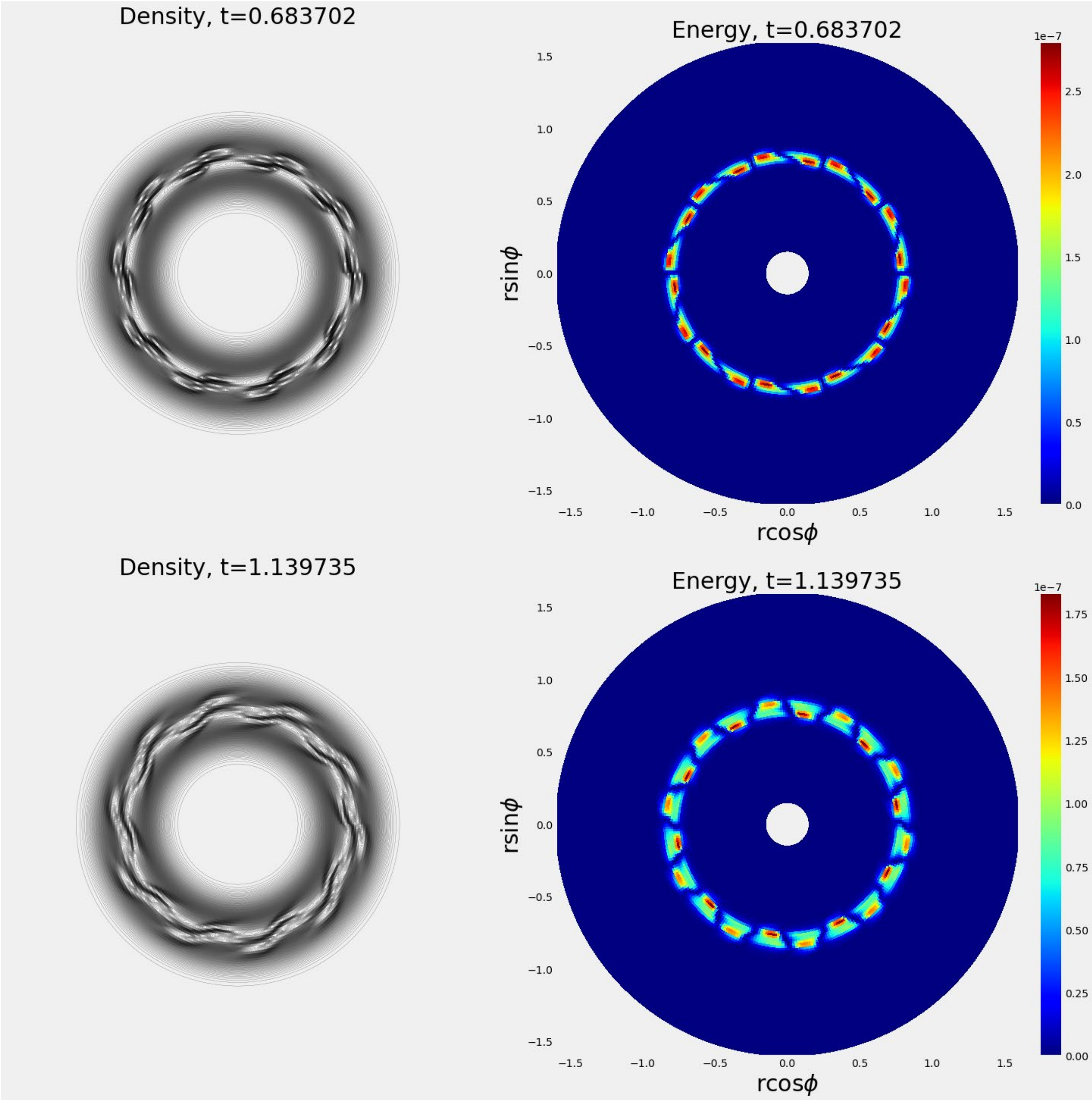

Рис. 6. Контуры плотности (слева) и карты кинетической энергии (справа) турбулентного движения в сечении (r, φ, z_{mid}). Начальный этап формирования вихревых структур.

Полученные в результате расчетов контуры плотности и распределение кинетической энергии турбулентного движения в сечении (r, φ, z_{mid}) показывают, что внесенные малые возмущения в стабильный аккреционный диск со временем превращаются в крупные вихревые структуры. Впоследствии турбулентные образования начинают взаимодействовать между собой, и кинетическая энергия переходит на более мелкие масштабы. Характерное время такого процесса примерно равно одному обороту диска в области максимальной плотности. Таким образом, развитие крупномасштабной турбулентности приводит к перестройке течения во всей внутренней области аккреционного диска.

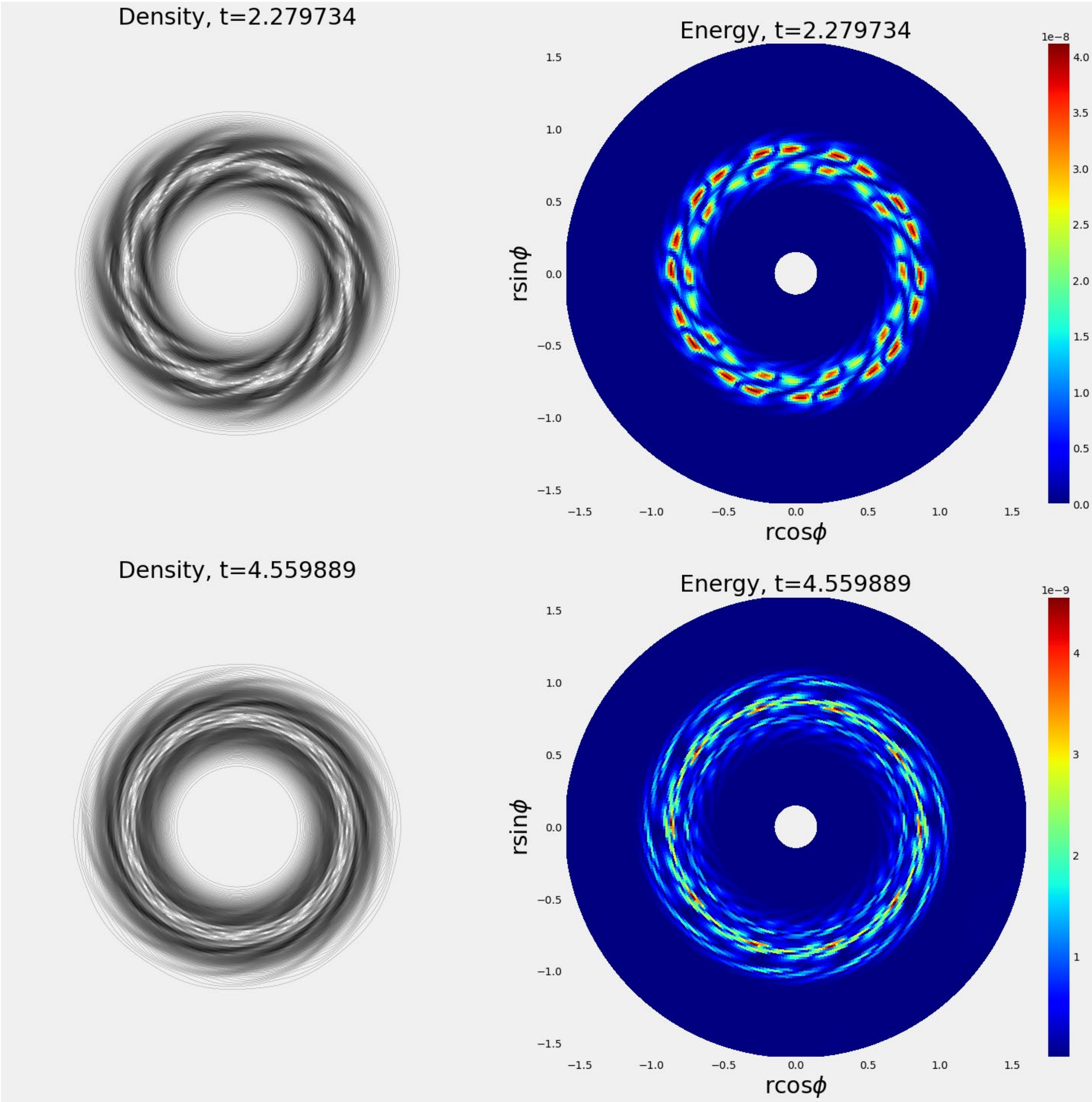

Рис. 7. Контуры плотности (слева) и карты кинетической энергии (справа) турбулентного движения в сечении (r, φ, z_{mid}). После одного оборота диска происходит переход вихревого движения на более мелкие масштабы.

Соответствующий анализ карт плотности в сечении по угловой оси говорит о том, что развитие крупномасштабной турбулентности не приводит к сильной деформации и разрушению диска по крайней мере в течение четырех оборотов, однако логарифмические распределения показывают значительный рост фоновой плотности (рис. 8). Такие процессы могут привести к втеканию со свободных границ газа большей плотности, чем была установлена на фоне изначально. Данный факт может оказать влияние на устойчивость диска и требует дальнейшего исследования.

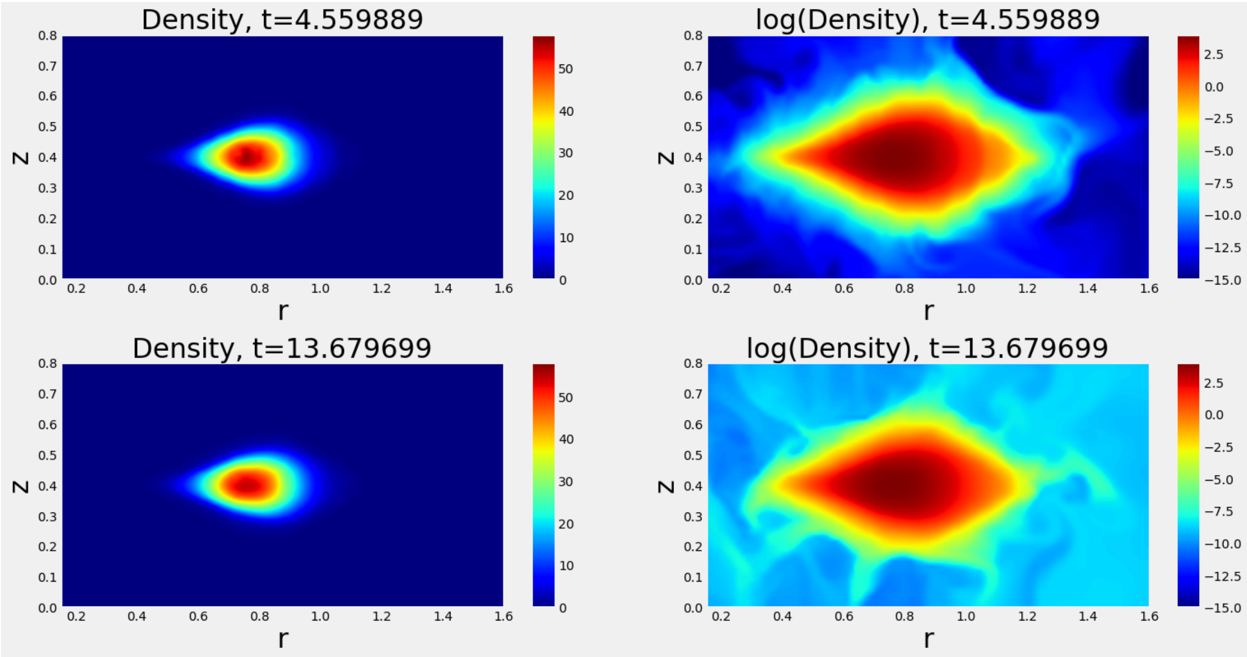

Рис. 8. Распределения плотности и ее логарифма в сечении (r, $\varphi = 0$, z) в моменты времени, соответствующие одному и трем оборотам диска.

Также важно отобразить график зависимости полной кинетической энергии турбулентного движения от времени (рис. 9). Он показывает, что со временем система переходит в квазистационарное состояние, кинетическая энергия меняется не сильно и осциллирует возле среднего постоянного значения, при этом течение остается вихревым.

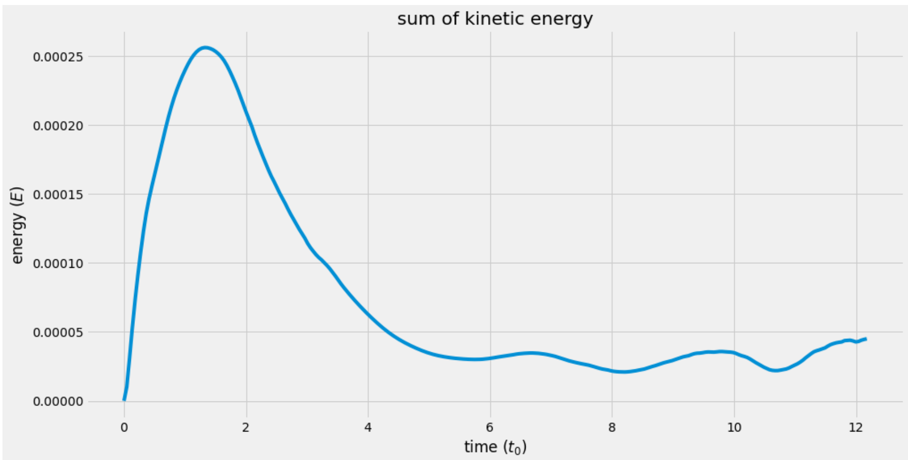

Рис. 9. Суммарная кинетическая энергия турбулентного движения в зависимости от времени.

Описываемые выше процессы сопровождаются аккрецией вещества, что говорит о перераспределении углового момента в диске. Газ вовлекается в движение вихревыми структурами и меняет свою орбиту, что сопровождается его падением в центральную область. Подобный процесс можно наблюдать на контурах логарифма плотности (рис. 10).

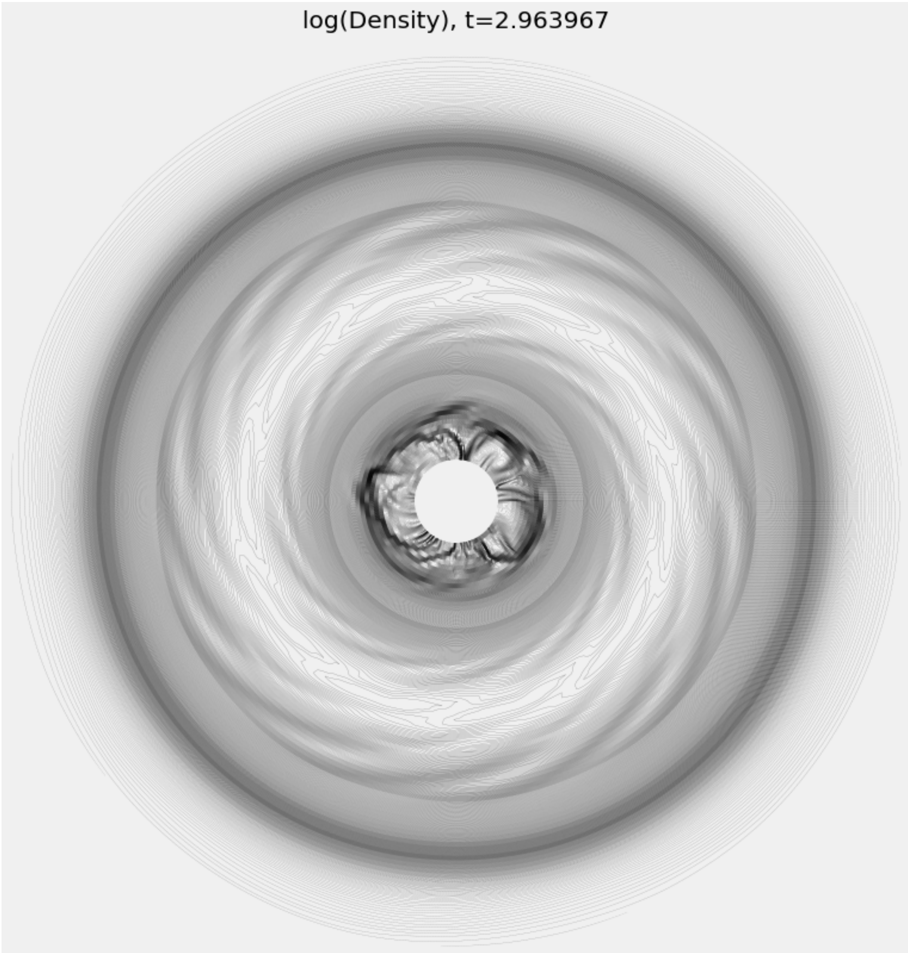

Рис. 10. Контуры логарифма плотности в сечении (r, φ, z_{mid}) в момент времени, соответствующий ~1/2 оборота диска. Развитие крупномасштабных вихревых структур сопровождается аккрецией вещества.

Заключение

В работе проведено моделирование процесса развития крупномасштабной турбулентности в сдвиговом течении аккреционного диска. Изначальная конфигурация вычислялась путем решения уравнения движения идеального политропного газа во внешнем гравитационном поле, а выбор тороидальной формы позволил исключить влияние граничных условий на происходящие в аккреционном диске процессы. Постановка задачи предполагает полный трехмерный расчет, который показал, что внесение изначально малых возмущений угловой скорости в аккреционный диск приводит к возникновению крупномасштабных вихревых структур. Их дальнейшая эволюция обеспечивает переход кинетической энергии турбулентного движения на более мелкие масштабы, а течение в диске подвергается значительной перестройке.

Приведенные выводы сделаны на основе анализа контуров плотности и карт распределения кинетической энергии вихревого движения в различные моменты времени. Полная трехмерная постановка задачи позволяет удостовериться в устойчивости аккреционного диска относительно малых возмущений, он сохраняет свою форму как минимум в течение четырех оборот в области максимальной плотности.

Контуры логарифма плотности показывают, что процесс развития неустойчивости сопровождается аккрецией вещества на центральную область. Это подтверждает предположение о том, что вихревые структуры перераспределяют угловой момент в аккреционном диске с достаточно высокой эффективностью. Таким образом, проведенное исследование позволяет обобщить результаты, приведенные в работах [5-9], где моделирование крупномасштабной турбулентности в сдвиговом течении аккреционного диска также было проведено, но в рамках двумерного приближения.

Библиографический список

1. Шакура Н.И. Дисковая модель аккреции газа релятивистской звездой в тесной двойной системе // Астрономический Журнал. 1972. Т. 49. С. 921-929.
2. Belotserkovskii O.M., Chechetkin V.M., Fortova S.V., Oparin A.M., Popov Yu.P., Lugovsky A.Yu., Mukhin S.I. The turbulence in free shear flows and in accretion discs // Astronomical&Astrophysical Transactions: The Journal of the Eurasian Astronomical Society. 2006. V. 25, № 5&6. P. 419 – 434. https://doi.org/10.1080/10556790601165676
3. Абакумов М.В., Мухин С.И., Попов Ю.П., Чечеткин В.М. Исследование равновесных конфигураций газового облака вблизи гравитирующего центра // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 1995. №33.
4. Белоцерковский О.М., Опарин А.М., Чечеткин В.М. Турбулентность: новые подходы. М.: Наука, 2006.
5. Велихов Е.П., Луговский А.Ю., Мухин С.И., Попов Ю.П., Чечеткин В.М. Роль крупномасштабной турбулентности в перераспределении углового момента в аккреционных звездных дисках // Астрономический журнал. 2007. Т. 84. №2. С. 177-184.
6. Луговский А.Ю., Мухин С.И., Попов Ю.П., Чечеткин В.М. Развитие крупномасштабной неустойчивости в аккреционных звездных дисках и ее влияние на перераспределение углового момента // Астрономический журнал. 2008. Т. 85. №10. С. 901-905.
7. Луговский А.Ю., Чечеткин В.М. Развитие крупномасштабной неустойчивости в Кеплеровских аккреционных звездных дисках // Астрономический журнал. 2012. Т. 89. №2. С. 120-127.

8. Елизарова Т.Г., Злотник А.А., Истомина М.А. О двумерном численном КГД моделировании спирально-вихревых структур в аккреционных газовых дисках // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2017. № 1. 30 с. https://doi.org/10.20948/prepr-2017-1
9. Елизарова Т.Г., Злотник А.А., Истомина М.А. Гидродинамические аспекты формирования спирально-вихревых структур во вращающихся газовых дисках // Астрономический журнал. 2018. Т. 95. №1. С. 11-21. https://doi.org/10.7868/S0004629918010012
10. Collela P., Woodward P. The piecewise parabolic method for gas-dynamical simulations // J. Comput. Phys. 1984. V. 54. P. 174–201.

Оглавление