АСТРОФИЗИКА

ТОМ 60 ФЕВРАЛЬ, 2017 ВЫПУСК 1

ВИХРЬ БЮРГЕРСА В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 27 июля 2016
Принята к печати 14 декабря 2016

Рассмотрен эффект вихря Бюргерса на образование зародышей планет в протопланетном диске в локальном приближении. Показано, что вихрь Бюргерса с однородно вращающимся ядром и сходящимся радиальным потоком вещества может эффективно накалливать пылевое вещество массы порядка 10^{27}-10^{28} г в его ядерной области за характерное время $\sim 10^{6}$-10^{7} лет. В области локализации вихря Бюргерса толщина диска увеличивается.

Ключевые слова: *протопланетный диск: вихрь Бюргерса: зародыши планет*

1. *Введение*. Изучение радиальной зависимости инфракрасного, субмиллиметрового и сантиметрового излучений протопланетных дисков показывает, что вихри служат инкубаторами роста пылевых частиц и образования зародышей планет километрового размера [1]. Причем их формирование от пыли микронных размеров, вероятно, вовлекает не один физический процесс [2]. Общепринято, что рост частиц в пылевых, околозвездных дисках является иерархическим процессом [3,4]. Начальная стадия роста, вероятно, продолжается через образование ядра зерен пыли субмикронных размеров от исконной туманности, которые далее формируют мономеры рекурсивных совокупностей пыли до размеров ~10 см за характерное время порядка 10^3 лет. Дальнейший рост частиц этим механизмом прекращается процессом ударного разрушения [5,6]. В этом режиме динамика частицы и коагуляция регулируются силами ван дер Ваальса и броуновским движением. Наилучшим астрофизическим свидетельством роста пылинок до указанных размеров является обнаружение эмиссии пыли на 3.5 см от диска радиуса 225 AU, расположенного лицом к нам, вокруг классической звезды Т Тельца TW Hya (возраст ~5-10 М лет), на расстоянии 56 пк от нас [7].

В стандартных моделях протопланетных дисков газовое давление уменьшается вдоль радиуса. Газ в диске практически перемещается на кеплеровских скоростях. Твердые частицы, испытывая трение газа, теряют угловой момент и энергию. Частицы метрового размера дрейфуют к звезде за несколько сотен лет, что гораздо меньше, чем время жизни диска, которое составляет несколько миллионов лет [8,9].

Долгоживущие вихревые структуры в газе - возможный способ сконцентрировать частицы с размерами до ~10 см и вырастить их в зародыши планет. Аналогичный эффект вихрей на Земле наблюдали в специальных лабораториях, а также в океане. Например, наблюдения показали, что океанские вихри заманивают личинки рыб в ловушку недалеко от берега Западной Австралии [10].

В некоторых областях стратифицированных протопланетных дисков течение имеет 2D-турбулентный характер. Привлекательная особенность такого гидродинамического течения состоит в том, что в нем среди фона мелких водоворотов спонтанно организуются долгоживущие вихри без потребности специальных начальных условий [11-13]. В лабораторных экспериментах [14] в 2D-турбулентных течениях часто наблюдается образование вихрей Бюргерса, которые и будут рассматриваться в настоящей работе. Если протопланетные диски способны к производству 2D-турбулентного течения, то они могут образовать долгоживущие крупномасштабные вихри, со временем жизни порядка ста орбитальных периодов. Причем антициклонические вихри в протопланетном диске сливаются друг с другом и усиливаются, а циклонические - уничтожаются сдвиговым течением.

В антициклоне твердые частицы захватываются силой Кориолиса, направленной к центру вихря. Если вихрь выживает ~100 вращений в туманности с солнечной массой, количество захваченных частиц может достигать массы планет (нескольких масс земли). Существование долгоживущих вихрей в протопланетном диске, дрейфующих из регионов внешнего диска, позволяет накопление массы, необходимой для формирования ядра гигантской планеты [15,16].

В настоящей работе будет рассмотрен вихрь Бюргерса в протопланетном диске и его роль в проблеме образования зародышей планет.

Вихрь Бюргерса в цилиндрической системе координат (r, θ, z) определяется как

$$v_r = -Ar, \quad v_\theta = \omega r_0^2 \left[1 - \exp\left(-r^2 / r_0^2\right)\right] / r, \quad v_z = 2Az \tag{1}$$

и представляет собой вихрь со сходящимся потоком вещества к его центру, где A характеризует сходящийся поток, а ω и r_0 - циркуляцию и размер ствола вихря. Вращение в области ствола вихря практически твердотельное, а на больших расстояниях профиль вращательной скорости спадает по гиперболическому закону (рис.1). Асимптотическое поведение вихря Бюргерса в малых и больших расстояниях от центра вихря представляет вихрь Рэнкина [17,18]. Максимальная вращательная скорость в вихре Бюргерса равна $0.638\,\omega r_0$, которая достигается при $r/r_0 = 1.121$. На расстоянии $r_{эфф}/r_0 = 4.5$ скорость вращения составляет треть от максимального значения. Условно это расстояние будем называть эффективным радиусом[1] вихря.

---

[1] *В литературе эффективным радиусом вихря Бюргерса называют величину* $2.242(\nu/A)$, *где* ν *- вязкость.*

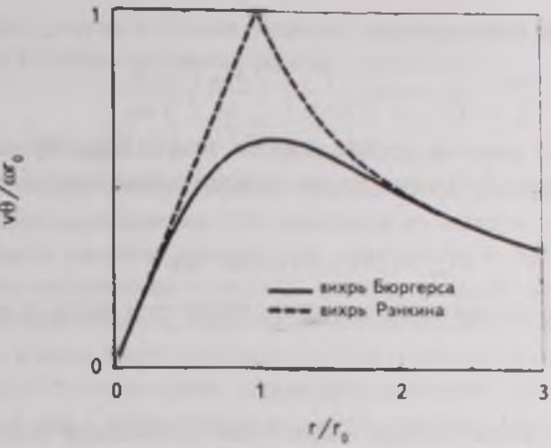

Рис.1. Профили вращательной скорости в вихрях Бюргерса и Рэнкина

2. *Порядок величин параметров газового диска, твердых частиц и вихря*. Мы рассматриваем вихрь Бюргерса в вязком осесимметричном аккреционном диске с эффективной температурой T, объемной плотностью газа ρ с почти кеплеровым вращением. Скорость звука в газе оценивается по формуле

$$c_s = \sqrt{\gamma kT/m_H} \approx (\gamma T/100\text{K})^{1/2}\ \text{км/с}, \qquad (2)$$

где $\gamma = 1.4$ - показатель адиабаты, k - постоянная Больцмана, m_H - масса атома водорода.

В вертикальном направлении газ находится в гидростатическом равновесии с характерной шкалой высот

$$H \sim \frac{c_s}{\Omega} \approx 0.03\left(\frac{T}{100\text{K}}\right)^{1/2}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/2}\left(\frac{R}{\text{а.е.}}\right)^{3/2}\ \text{а.е.} \qquad (3)$$

Поверхностную плотность газа в диске можно оценить как $\Sigma \approx 2H\rho$.

В α -модели диска [19] расход газа происходит со скоростью $dm/dt = 3\pi\nu\Sigma$, где ν - кинематическая вязкость газа - $\nu = \alpha c_s H$.

Характерная динамическая (орбитальная) шкала времени диска такова:

$$\tau \sim \frac{1}{\Omega} \approx \frac{1}{5}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/2}\left(\frac{R}{\text{а.е.}}\right)^{3/2}\ \text{лет}. \qquad (4)$$

В кеплеровом диске решение радиального моментного уравнения приводит к разнице между скоростями твердых частиц и окружающего газа [20]. В тонком газовом диске ($c_s << v_K \equiv \Omega R$) твердые частицы дрейфуют к центру относительно газа со скоростью

$$\frac{\Delta v}{c_s} \sim \frac{c_s}{\Omega R} \approx 0.03\left(\frac{T}{100\text{K}}\right)^{1/2}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/2}\left(\frac{R}{\text{а.е.}}\right)^{1/2}. \tag{5}$$

При $c_s \sim 1$ км/с скорость дрейфа порядка 30 м/с. Характерный масштаб дрейфового времени [8,9] почти на два порядка превосходит динамическое время τ

$$\tau_{\text{др}} \sim r/\Delta v \sim (R/\text{а.е.})10^2 \text{ лет.} \tag{6}$$

Твердые частицы садятся на плоскость симметрии диска за характерное время [21]

$$\tau_c \sim \Sigma/\alpha\Omega\rho^*, \tag{7}$$

где ρ^* - плотность массы частицы, а характерное время между столкновениями твердых частиц между собой оценивается как

$$\tau_{\text{ст}} \sim D\rho^*/\Sigma^*\Omega, \tag{7'}$$

где D - диаметр частицы, Σ^* - поверхностная плотность частиц в диске, которая более чем на два порядка меньше Σ диска. Для частиц метрового размера это время порядка ~5 лет. Поэтому для создания тел с размерами, намного превосходящими метровый размер, необходимо обеспечить среду с высокой концентрацией частиц в сравнительно малых объемах. Такую среду обеспечивают вихри.

Частицы в водовороте вихря подвергаются действиям центробежной силы, кориолисевой силы, силы трения, и в меньшей мере, силы градиентного давления. Если центробежная сила удаляет частицу от центра вихря, то силы трения и Кориолиса в антициклоническом вихре Бюргерса направлены к его центру. Для того, чтобы ускорение было направлено к центру вихря, необходимо, чтобы угловая скорость циркуляции газа в вихре $\omega = |d\theta/dt|$ при небольшом трении была меньше 2Ω,

$$\omega < 2\Omega \tag{8}$$

- условие, которое всегда выполняется на практике.

Два процесса, вязкая диссипация и орбитальный сдвиг, ограничивают размеры вихря. Вязкая диссипация разрушает вихри с размерами меньше шкалы вязкой длина [22]

$$L_v = \frac{\alpha c_s H}{v_\theta} \approx 0.003\left(\frac{\alpha}{0.01}\right)\left(\frac{0.1c_s}{v_\theta}\right)\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^{1/2}\left(\frac{R}{\text{а.е.}}\right)^{3/2} \text{а.е.}, \tag{9}$$

где v_θ - вращательная скорость вихря. Но даже если вихри сформированы в этом масштабе, они имеют размеры, намного превосходящие размеры частиц и могут выжить в течение многих орбитальных времен.

Кеплерово сдвиговое течение подавляет формирование круговых структур с размерами больше, чем длина шкалы сдвига [23],

$$L_{\text{сдв}} = \sqrt{v_\theta \left| \frac{d\Omega}{dR} \right|^{-1}} \approx 0.05 \left(\frac{v_\theta}{0.1 c_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_\odot}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{\text{а.е.}} \right)^{5/4} \text{а.е.} \tag{10}$$

Круговые вихри, размеры которых превосходят $L_{\text{сдв}}$, являются вытянутыми в азимутальном направлении, что позволяет им выжить дольше. В работе [24] нами была показана возможность образования в диске вытянутого в азимутальном направлении трехосного эллипсоидального вихря, с линейным полем скоростей вещества, аналогично S эллипсоидам Римана [25]. Однако заметим, что в диске вокруг центрального тела солнечной массы, на расстоянии 30 А.Е., вихрь с характерной скоростью вращения $0.01 c_s$ может иметь циркулярный вид с характерным размером порядка ~1 А.Е.

Приведенные выше оценки для L_v и $L_{\text{сдв}}$ показывают, что вихри - явление крупномасштабное, и их размеры достаточны для создания зародышей планет с размерами L >> D.

В газовом диске диссипативная сила трения, которой подвергаются твердые частицы со стороны газа, в зависимости от размера частицы, выражается либо формулой Стокса, либо формулой Эпштейна (см., например, [15]). Если размеры D частиц малы по сравнению с длиной свободного пробега молекул газа, то такие частицы подвергаются силе трения Эпштейна:

$$F = \frac{\rho c_s}{\rho^* D} \Sigma^* (\mathbf{v} - \mathbf{u}), \tag{11}$$

где $\mathbf{v}$ - скорость газа, $\mathbf{u}$ - скорость частицы. Частицы больших размеров подвергаются силе трения Стокса (см. формулу (15)).

3. *Вихрь Бюргерса в локальной системе отсчета*. Будем пользоваться локальным приближением, выбирая систему отсчета, вращающейся с диском с угловой скоростью Ω_0 на расстоянии R_0 вокруг центральной звезды массы M. В этом приближении, считая размеры вихря намного меньше

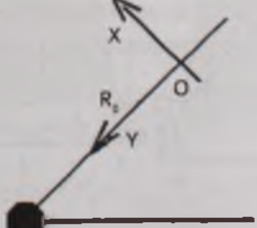

Рис.2. Локальная система отсчета.

расстояния R_0, выберем декартовую систему координат с центром О (рис.2), направляя ось Y к звезде, а ось X - по скорости потока вещества. Вращение диска представим в виде $\Omega(R) \propto R^{-q}$. В случае, если действует только гравитация центральной звезды, вращение будет кеплеровым с $q = 3/2$, а для однородно вращающегося диска $q = 2$, т.е. $2 \geq q \geq 3/2$.

В выбранной системе отсчета поток вещества имеет X компонент скорости - $\mathbf{i} q \Omega_0 y$, центробежная сила инерции компенсируется радиальной компонентой гравитации центральной звезды на расстоянии R_0, в остальных же точках их сумма дает приливную силу $\mathbf{j} 3\Omega_0^2 y$. Вертикальная составляющая гравитации - $\Omega_0^2 z$ является возвращающей силой вдоль оси Z.

Сначала рассмотрим газовый диск вокруг центрального тела. В локальном приближении уравнение стационарного изоэнтропийного сдвигового потока газа с учетом вязкости опишется уравнениями

$$(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \mathbf{j}3\Omega_0^2 y - \mathbf{k}\Omega_0^2 z - 2\Omega_0 \times \mathbf{v} - \nabla h + \nu\Delta\mathbf{v} \qquad (12)$$

$$\nabla(\rho\mathbf{v}) = 0, \qquad (13)$$

где h - удельная энтальпия ($h = \int \rho^{-1} dp$), **i**, **j** и **k** - декартовы орты. Первый член в правой части уравнения (12) есть, как отметили выше, приливное ускорение в плоскости диска, второй член - вертикальная составляющая гравитации, третья - ускорение Кориолиса, последний - член вязких напряжений.

В выбранной системе отсчета вихрь Бюргерса представится в виде

$$\begin{aligned} v_x &= -Ax - \omega r_0^2 y\left[1 - \exp\left(-r^2 / r_0^2\right)\right] / r^2, \\ v_y &= -Ay + \omega r_0^2 x\left[1 - \exp\left(-r^2 / r_0^2\right)\right] / r^2, \\ v_z &= 2Az, \end{aligned} \qquad (14)$$

где $r^2 \equiv x^2 + y^2$.

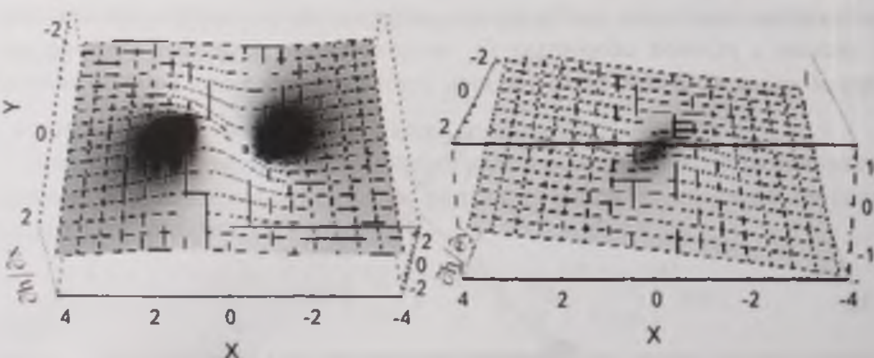

Рис.3. Профиль градиентной силы давления ∇h, которая в антициклоническом вихре Бюргерса заставляет вращаться материи диска по часовой стрелке.

Легко убедиться, что решения (14) удовлетворяют уравнению непрерывности при $\rho = \text{const}$ - что приемлемо в локальном приближении.

Подставляя (14) в уравнение (12), получим выражение для удельной энтальпии $h(x, y, z)$. Однако мы не будем приводить достаточно громоздкое выражение для $h(x, y, z)$. Приведем лишь пространственные профили градиентной силы $\partial h/\partial x$ и $\partial h/\partial y$ в плоскости X, Y в антициклоническом вихре Бюргерса (рис.3).

4. *Динамика твердых частиц в вихре Бюргерса*. Сначала ограничимся исследованием двумерной динамики пылевых твердых частиц в вихре Бюргерса с учетом действия градиентной силы давления ∇h, приливной силы, сил Кориолиса и трения. При этом мы будем пренебрегать влиянием твердых частиц на динамику газа, а также взаимодействием твердых частиц между собой.

Будем считать, что размеры частиц D намного превосходят длину свободного пробега молекул газа, поэтому трение твердых частиц с газом опишем силой Стокса

$$\mathbf{f} = \beta(\mathbf{v} - \mathbf{u}), \tag{15}$$

где

$$\beta \equiv 18\rho\nu/\rho^{*} D^2 , \tag{16}$$

$\mathbf{u}$ - скорость частицы:

$$\mathbf{u} = \left(dX/dt, dY/dt\right) \tag{17}$$

X, Y - координаты частицы.

Уравнение движения пылевых частиц в принятом приближении имеет вид:

$$du_x/dt = 2\Omega_0 u_y - \beta\left(\mathbf{v}_x\big|_{r=(X,Y)} - u_x\right) - \partial h/\partial x\big|_{r=(X,Y)}, \tag{18}$$

$$du_y/dt = 3\Omega_0^2 Y - 2\Omega_0 u_x - \beta\left(\mathbf{v}_y\big|_{r=(X,Y)} - u_y\right) - \partial h/\partial y\big|_{r=(X,Y)}. \tag{19}$$

Удобно представить эти уравнения в безразмерном виде. В качестве характерной длины задачи примем размер ствола вихря r_0, за характерное время и скорость - $1/\Omega_0$ и $\Omega_0 r_0$, соответственно. Тогда уравнения (18), (19) примут вид

$$du_x/dt = 2u_y + \gamma\left(v_x\big|_{r=(X,Y)} - u_x\right) - \partial h/\partial x\big|_{r=(X,Y)}, \tag{20}$$

$$du_y/dt = 3y - 2u_x + \gamma\left(v_y\big|_{r=(X,Y)} - u_y\right) - \partial h/\partial y\big|_{r=(X,Y)}, \tag{21}$$

где γ - безразмерный параметр

$$\gamma = \beta/\Omega_0 = 18\rho\nu/\rho^{*} D^2 \Omega_0 . \tag{22}$$

Рассмотрим сначала динамику частиц в области ствола вихря ($r^2/r_0^2 < 1$), где профиль вращения вихря имеет твердотельный характер. В безразмерном виде

$$v_x = -Ax - \omega y + O\left(r^2/r_0^2\right), \quad v_y = -Ay + \omega x + O\left(r^2/r_0^2\right), \tag{23}$$

где A и ω измеряются в единицах Ω_0. Из (2) с учетом (13) находим

$$\partial h/\partial x = -\left(A^2 - \omega^2 - 2\omega\right)x - 2A(\omega+1)y, \tag{24}$$

$$\partial h/\partial y = 2A(\omega+1)x - \left(3 + A^2 - \omega^2 - 2\omega\right)y. \tag{25}$$

Подставляя (23)-(25) в уравнения (20) и (21), получим уравнения движения твердых частиц в области ствола вихря:

$$\begin{pmatrix} \dot X \\ \dot Y \\ \dot u_x \\ \dot u_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ a & b & -\gamma & 2 \\ -b & a & -2 & -\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ u_x \\ u_y \end{pmatrix}, \tag{26}$$

где

$$a = A(A-\gamma) - (\omega+1)^2 + 1; \quad b = 2A(\omega+1) - \gamma\omega. \tag{27}$$

Из этих уравнений видно, что равновесным положением твердых частиц в стволе вихря является его центр $X = Y = 0$, где $u_x = u_y = 0$ и $\dot u_x = \dot u_y = 0$. Частицы в рассматриваемой области приближаются к центру вихря по спиралевидным траекториям.

Для выяснения вопроса устойчивости этого положения равновесия необходимо, чтобы реальные части собственных значений матрицы коэффициентов (26) были равны нулю или отрицательны.

Матрица коэффициентов (26) имеет комплексные собственные значения вида

$$\Lambda_{1,2,3,4} = -\gamma/2 \mp i \pm \sqrt{\left[a - 1 + \gamma^2/4 \pm i(b-\gamma)\right]}. \tag{28}$$

После выделения реальной части, для устойчивости получаем условие

$$(b-\gamma)^2 + \gamma^2(a-1) \le 0, \tag{29}$$

при котором центробежная сила всегда меньше суммы сил трения и Кориолиса, и результирующая сила, действующая на твердую частицу, направлена к центру вихря.

Из (29) следует необходимое условие устойчивости: $a \le 1$, которое с учетом (27) дает $(\omega+1)^2 > A(A-\gamma)$, что удовлетворяется для любых положительных значений A и γ. Условие же (29) с учетом (27) приводит к критерию устойчивости

$$\gamma > A, \tag{30}$$

что с учетом (16), в размерном виде, для вязкости ν дает

$$\nu > \rho^{*} AD^{2}/18\rho. \tag{31}$$

Рассмотрим теперь вопрос - существует ли антициклонная орбита во всем объеме вихря Бюргерса (1), на которой сумма сил трения и Кориолиса уравновешена центробежной силой? - т.е. в локальной цилиндрической системе координат

$$\gamma Ar + 2u_{\theta} = u_{\theta}^{2}/r, \quad \text{или} \quad (u_{\theta}/r)^{2} - 2(u_{\theta}/r) - \gamma A = 0.$$

Это представляет трансцендентное уравнение, которое в размерном виде имеет вид

$$\left[1 - \exp\left(-r^{2}/r_{0}^{2}\right)\right] r_{0}^{2}/r^{2} = B, \tag{32}$$

где

$$B = \left[1 + \sqrt{\left(1 + \beta A/\Omega_{0}^{2}\right)}\right]\Omega_{0}/\omega.$$

Уравнение (32) имеет реальные решения для радиуса орбиты только при $B \le 1$ (см. рис.4), причем $r = 0$ при $B = 1$. Из выражения B видно, что $B > 2\Omega_{0}/\omega$. Условие же (8) приводит к результату $B > 1$. Следовательно, единственное положение равновесия для твердых частиц в вихре - его центр, куда все охваченные вихрем частицы, с общей массой

$$M^{*} \approx \pi r_{\text{эфф}}^{2} \Sigma^{*}, \tag{33}$$

соберутся за характерное время

$$\tau \sim \omega r_{\text{эфф}}/A\sqrt{\beta\nu}. \tag{34}$$

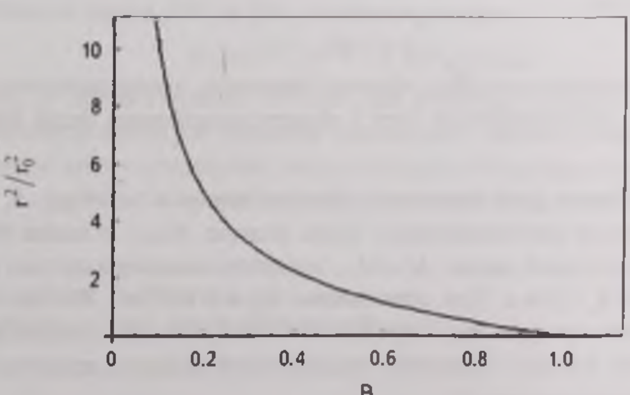

Рис.4. Решения трансцендентного уравнения (32).

Масса твердых частиц, охваченных вихрем и формирует зародыш планеты.

5. *Толщина диска в ядерной области вихря*. До сих пор мы рассмотрели поведение вихря Бюргерса в плоскости диска. Однако вихрь Бюргерса является трехмерным образованием. Обсудим теперь вопрос о толщине диска в области, где локализован вихрь Бюргерса. Для этого обратимся к z-проекции уравнения Навье-Стокса (12). Интегрируя это уравнение с учетом формулы для скорости v_z, получим зависимость энтальпии от z координаты:

$$h(z) = c_{s0}^2 - \left(4A^2 + \Omega_0^2\right) z^2/2, \tag{35}$$

где c_{s0} - скорость звука в центре вихря (для оценки энтальпии h_0 в центре вихря пользовались уравнением Клапейрона), Ω_0 - угловая скорость вращения локальной системы отсчета. Откуда получаем полутолщину диска в области ядра вихря:

$$z_0 = c_{s0} \Big/ \sqrt{\left(2A^2 + \Omega_0^2/2\right)}. \tag{36}$$

Полутолщина кеплеровского диска, не содержащего вихрей, получается из условия гидростатического равновесия газа, и определяется формулой (3). Возникает вопрос, меняет ли вихрь Бюргерса толщину диска в области, где он локализован[1]?

На радиусе R_0 полутолщина кеплеровского диска равна

$$z_K \cong c_{s0}/2\Omega_0. \tag{37}$$

Относительное утолщение диска

$$\frac{\Delta z}{z_K} \equiv \frac{z_0}{z_K} - 1 = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\left(1 + 4A^2/\Omega_0^2\right)}} - 1, \tag{38}$$

положительно при

$$A < 1.3\Omega_0. \tag{39}$$

Это условие выполняется во всех областях типичного протопланетного диска. Следовательно, протопланетный диск в области локализации вихря Бюргерса толще.

6. *Обсуждение результатов*. Оценим порядок величин τ, M^* и $\Delta z/z_K$ для модели протопланетного диска радиуса 30 а.е. и массы $0.05\,M_\odot$ вокруг звезды солнечной массы: $M \approx M_\odot$, поместив локальную систему отсчета на расстоянии $R_0 = 20$ а.е. При этом имеем $\Omega_0 \approx 2\cdot 10^{-9}$ с$^{-1}$, $\Sigma \sim 160$ г/см^2.

Так как температура газа порядка $50 \div 150$ К, то для скорости звука получим оценку ≈ 1 км/с. Принимая максимальную скорость вращения вихря

[1] *На это обратил мое внимание Владимир Гринин, за что выражаю ему свою признательность.*

на расстоянии $r_0 \approx 10^8$ км от его центра 0.5 км/с, а скорость сходящегося потока $v_r = A \cdot r_0 \approx 0.1$ км/с, получим

$$\omega \approx 5 \cdot 10^{-9}\ \text{с}^{-1}, \quad A \approx 10^{-9}\ \text{с}^{-1}. \tag{40}$$

Условие устойчивости положения твердых частиц в центре вихря Бюргерса для вязкости (31) выполняется с большим запасом для протопланетных дисков. Дело в том, что молекулярная вязкость газа, оцениваемая по формуле $\nu \sim \lambda c_s$, в котором λ - длина свободного пробега молекул, c_s - скорость звука, не играет заметной роли в процессах в протопланетном диске. Действительно, длина свободного пробега определяется как $\lambda \sim 1/n\sigma$, где n - концентрация молекул газа, σ - сечение их взаимодействия. Концентрация молекул в центральной плоскости диска по порядку величины равна $n \sim \Sigma/(2 m_H H) \approx 10^{14}$ см$^{-3}$. Считая сечение взаимодействия близким к площади молекулы водорода ($\sigma \sim 10^{-16}$ см^2), получим: $\lambda \sim 20$ см, $\nu \sim 10^6$ см^2/с. Связанное с этими величинами характерное время эволюции диска, равное $\tau = R^2/\nu$, составляет по порядку величины $\sim 10^{13}$ лет, что в 10^6 раз больше наблюдаемого времени эволюции диска.

По этой причине обычно используется модель α -диска [19], в которой, фактически, учитывается турбулентность характера течений в аккреционных дисках, и турбулентная вязкость представляется выражением $\nu \sim \alpha c_s H \approx \alpha H^2 \Omega_0$, где безразмерный параметр α считается постоянным со значением от единицы до $\sim 10^{-2}$. Шкала вязкой длины при этом составляет $L_\nu \approx 10^5$ км, так что вихри больших размеров не могут быть разрушены вязкостью. Кеплерова длина сдвига составляет $L_{\text{сдв}} \approx 6 \cdot 10^9$ км. Следовательно, вихри с размерами $r_{\text{вир}} < L_{\text{сдв}}$ могут иметь циркулярную форму.

Учитывая, что $\rho^*/\rho \approx 10^{10}$ в плоскости симметрии диска, $\Sigma^* \sim 2$ г/см^3, используя в (33) и (34) также среднее значение для вязкости из условия устойчивости вихря (31) и (16), получим оценки

$$M_3 \approx 10^{27}\ \text{г}; \quad \tau \sim 3 \cdot 10^6 (\text{м}/\text{D})\ \text{лет}. \tag{41}$$

Итак, за время порядка $\sim 10^6$ лет, для метровых частиц, в центре вихря накапливается масса, по величине сравнимая с массой планеты Венера.

Относительное утолщение диска в области локализации вихря Бюргерса равно: $\Delta z/z_K \cong 1$, т.е. в ядерной области вихря локальная толщина диска удваивается!

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: martin.abrahamyan@ysu.am

BURGERS VORTEX IN A PROTOPLANETARY DISC

M.G.ABRAHAMYAN

The effect of a Burgers vortex on formation of planetesimals in a protoplanetary disc in local approach is considered. It is shown that the two-dimensional Burgers vortex with homogeneously rotating kernel and a converging radial stream of substance can effectively accumulate dust of mass of an order 10^{27}-10^{28} g in its nuclear area for characteristic time ~10^6-10^7 year. The thickness of disc in the region of the Burgers vortex localization is increases.

Key words: *protoplanets disc: Burgers vortex: planetesimals*

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.Heng, S.J.Kenyon*, (arXiv:1005.1660v3[astro-ph.EP] 17 Jul 2010).
2. *A.N.Youdin*, European Astron. Soc. (EAS) Publ. Ser., **41**, 187, 2010.
3. *P.J.Armitage*, arXiv:astro-ph/0701485v2, 2007.
4. *P.J.Armitage*, Astrophysics of Planet Formation, Cambridge University Press, UK, 2010.
5. *J.Blum, G.Wurm*, ARA&A, **46**, 21, 2008.
6. *A.Zsom, C.W.Ormel, C.Guttler et al.*, arXiv:1001.0488v1, 2010.
7. *D.J.Wilner, P.D'Alessio, N.Calvet et al.*, Astrophys. J., **626**, L109, 2005.
8. *I.Adachi, C.Hayashi, K.Nakazawa*, Prog. Theor. Phys., **56**, 1756, 1976
9. *S.J.Weidenschilling*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **180**, 57, 1977.
10. *H.L.Paterson, M.Feng, A.M.Waite et al.*, Journal of Geophysical Research, **113**, C7, C07049, 2008.
11. *G.F.Carnevale, J.C.McWilliams, Y.Pomeau et al.*, Phys. Rev. Lett., **66**, 2735, 1991.
12. *J.B.Weiss, J.C.McWilliams*, Phys. Fluids A, **5**, 3, 1993.
13. *P.Tabeling*, Physics Reports, **362**, 1, 2002.
14. *B.J.L&mro, J.C.Lasheras*, J. Fluid Mech., **235**, 179, 1992.
15. *S.P.Inaba, P.Barge, E.Daniel et al.*, Astron. Astrophys., **431**, 365, 2005.
16. *S.Inaba, P.Barge*, Astrophys. J., **649**, 415, 2006
17. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **51**, 201, 2008, (Astrophysics, **51**, 163, 2008).
18. *М.Г.Абрамян, Л.И.Матвеенко*, Астрофизика, **55**, 443, 2012, (Astrophysics, **55**, 397, 2012).
19. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, Astron. Astrophys., **24**, 337, 1973.
20. J.E.Pringle, ARA&A, **19**, 137, 1981.
21. *E.I.Chiang, P.Goldreich*, Astrophys. J., **490**, 368, 1997.
22. *S.Inaba, P.Barge*, Astrophys. J., **649**, 415, 2006.
23. *P.Godon, M.Livio*, Astrophys. J., **537**, 396, 2000.
24. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, 59, 309, 2016, (Astrophysics, **59**, 265, 2016).
25. *С.Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, М., Мир, 1973.