АСТРОФИЗИКА

ТОМ 53 МАЙ, 2010 ВЫПУСК 2

УСКОРЕНИЕ И ВЫБРОС КОЛЬЦЕВОГО ВИХРЯ КАК МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПОНЕНТ ДЖЕТОВ АЯГ

С.А.ПОСЛАВСКИЙ[1], Е.Ю.БАННИКОВА[1,2], В.М.КОНТОРОВИЧ[1,2]

Поступила 23 ноября 2009
Принята к печати 3 марта 2010

Получены точные решения уравнений двумерной гидродинамики для симметричных конфигураций двух и четырех вихрей при наличии произвольного потока с точечной особенностью. Данные решения описывают динамику дипольного тороидального вихря в аккреционном и ветровом потоках в активных ядрах галактик. Показано, что в сходящемся (аккреционном) потоке тороидальные вихри, сжимаясь вдоль большого радиуса, выбрасываются с ускорением вдоль оси симметрии активного ядра, формируя компоненты двустороннего джета, причем приращение скорости вихрей в случае симметричного течения определяется монопольной составляющей потока, а при наличии асимметрии потока также и дипольной составляющей течения, определяющей асимметрию выброса.

Ключевые слова: *кольцевой вихрь:ускорение и выброс:механизм образования*

1. *Введение.* Возникновению джетов [1] посвящено большое число работ (см., например, монографию [2]). В большинстве из них определяющую роль играет сильное магнитное поле [3-5], либо "внешнее", либо возникающее вследствие развития неустойчивостей в плазме аккреционного диска. Это поле служит направляющей для движения частиц под действием электромагнитных, центробежных и гравитационных сил, позволяя им двигаться против силы тяжести и уносить вращательный момент. Последнее необходимо для эффективной аккреции, ответственной за активность ядра (см. обсуждение и ссылки в обзорах [6-8]). В силу сложности проблемы используются не только аналитические, но и мощные вычислительные методы [9-10]. В то же время, сама возможность существования сильных магнитных полей в аккреционных дисках в окрестностях черных дыр не вполне ясна. В связи с этим рассматриваются модели непрерывного течения и без магнитного поля [1], в том числе, напоминающие по своей структуре гидродинамические смерчи [11]. Наблюдения, однако, показывают, что на малых (парсековых для активных ядер галактик) расстояниях от ядра наблюдается появление отдельных (в том числе, "сверхсветовых") компонент радиоджетов [12]. Возникновение компонент обычно интерпретируется в связи с процессами, происходящими на фоне непрерывного течения (например, как результат возникновения ударных волн в разноскоростных потоках [13]). В ранних

работах парсековые компоненты трактовались как выброс "плазмоидов" (см. монографии [14]), порождаемых взрывами в ядрах, а затем сливающихся в непрерывное течение, наблюдаемое на килопарсековых масштабах.

В обсуждаемой нами модели [15] отдельные выбросы формируются за счет кинематики взаимодействия вихрей и не требуют воздействия магнитного поля. Существенную роль в этом процессе играет поток, способный влиять на скорость выброса. При этом, бóльшие скорости выбрасываемых компонент приобретаются в сходящемся (аккреционном) потоке [15-16].

В основе рассмотрения лежит представление о системе тороидальных вихрей [17], окружающих активное ядро галактики (АЯГ), самый внешний из которых наблюдается как затеняющий тор[1]. Благодаря подкрутке ветром и излучением в торах возникает вихревое движение, носящее, в силу симметрии течения, дипольный характер (рис.1 в [17]). В простейшем виде это движение можно представить как движение двух противоположно вращающихся кольцевых вихрей в радиальном потоке. Как известно, динамику вихревого кольца можно описывать, следя за движением пары плоских точечных вихрей, возникающих в сечении кольца (тора) плоскостью симметрии [18]. В нашем случае такому описанию соответствует симметричная система двух или четырех вихрей (или двух вихревых пар) в плоском потоке с точечной особенностью.

Ниже изучается движение указанных систем вихрей в произвольном стационарном потоке от неподвижной точечной особенности, которая может представлять собой источник (сток), диполь, квадруполь, либо их комбинацию (в том числе с мультиполями более высокого порядка). Исследованы возможные режимы движения и их асимптотики. Решения, которые мы получили, обобщают основной результат работ [15-16] об ускорении двусторонних выбросов радиальным аккреционным потоком. А именно, за ускорение выбросов в симметричных течениях ответственна только монопольная составляющая потока. Показано, что дипольная составляющая потока может быть ответственна за асимметрию двусторонних выбросов. Последнее может оказаться важным для объяснения наблюдаемой асимметрии джетов (см. например, [19]).

2. *Постановка задачи.* Рассмотрим движение системы точечных вихрей на фоне течения [20], вызванного неподвижной точечной особенностью, которая помещена в начале координат. Комплексный потенциал от особенности представим в виде ряда

$$w_r = C_0 \ln z + \frac{C_1}{z} + \frac{C_2}{z^2} + \dots \qquad (2.1)$$

---

[1] Представление о затеняющих торах [26], положенное в основу унифицированной модели АЯГ [27], нашло подтверждение в прямых наблюдениях последних нескольких лет [28-29].

Ограничимся в разделах 2 - 4 случаем фонового потока, симметричного относительно оси Ox. Тогда все коэффициенты C_k ряда (2.1) нужно считать вещественными, поскольку ось Ox должна быть линией тока. Выражая комплексный потенциал через обычный потенциал скорости φ и функцию тока ψ в виде

$$w_r = \varphi_r + i\,\psi_r\,,$$

в полярных координатах $(r;\theta)$, таких что $z = r\cdot\exp i\theta$, для функции тока получаем выражение

$$\psi_r = C_0\,\theta - \frac{C_1}{r}\sin\theta - \frac{C_2}{r^2}\sin 2\theta - \ldots . \tag{2.2}$$

Радиальная и азимутальная компоненты скорости фонового потока определяются условиями

$$V_r = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi_r}{\partial\theta}, \quad V_\theta = -\frac{\partial\psi_r}{\partial r}. \tag{2.3}$$

Заметим, что комплексный потенциал вида (2.1) позволяет получить на некоторой окружности $|z| = R$ произвольное (в рассматриваемом случае - симметричное относительно оси Ox) распределение радиальной составляющей скорости:

$$V_r(R;\theta) = f(\theta), \quad \theta \in [0;\pi]. \tag{2.4}$$

Действительно, из (2.2)-(2.4) следует

$$f(\theta) = \frac{C_0}{R} - \frac{C_1}{R^2}\cos\theta - \frac{2\,C_2}{R^3}\cos 2\theta - \ldots ,$$

т.е. C_k могут быть найдены по коэффициентам ряда Фурье функции $f(\theta)$:

$$C_0 = \frac{R}{\pi}\int_0^\pi f(\theta)\,d\theta\,, \quad C_k = \frac{2\,R^{k+1}}{\pi\,k}\int_0^\pi f(\theta)\cos k\,\theta\,d\theta\,, \quad k = 0, 1, 2, \ldots$$

Таким образом, совмещая в начале координат источник, диполь, квадруполь и т.д. с интенсивностями C_0, C_1, C_2, ..., можно получить заданное распределение радиальной составляющей скорости на окружности $|z| = R$. Это позволяет во внешней области кольца описать течение с произвольным распределением радиальной скорости, в том числе комбинацию ветра и аккреции, типичных для АЯГ[2].

В дальнейшем отдельно будет изучен случай, когда у фонового потока имеются две оси симметрии: Ox и Oy. Тогда следует положить $C_{2k+1} = 0$

---

[2] *Внутри кольца достаточно малого радиуса предлагаемое нами описание становится неприменимым, так как скорости там могут стать сверхзвуковыми и приближение несжимаемой жидкости теряет смысл. Кроме того, применительно к АЯГ в этой области могут играть главную роль эффекты гравитации, вязкости, лучеиспускания и т.п. Поэтому траектории вихрей не должны приближаться слишком близко к центру системы.*

($k=0,\ 1,\ 2,\ \ldots$). Функция тока в этом случае имеет вид

$$\psi_r = C_0\,\theta - \frac{C_2}{r^2}\sin 2\theta - \frac{C_4}{r^4}\sin 4\theta - \ldots \tag{2.5}$$

и произвольное распределение радиальной фоновой скорости V_r может быть "создано" в первом квадранте $(0 \le \theta \le \pi/2)$ на дуге окружности $|z| = R$ при помощи подходящего выбора коэффициентов C_0, C_2, C_4, ...

3. *Движение вихревой пары в потоке от особенности "диполь+квадруполь"*. Динамика вихревой пары в радиальном потоке от неподвижного точечного источника (стока), расположенного на оси пары, изучена в [16]. Рассмотрим подобную задачу в случае особенности типа "диполь+квадруполь" (рис.1). Функция тока для течения от такой особенности имеет вид

$$\psi_r = -\frac{C_1}{r}\sin\theta - \frac{C_2}{r^2}\sin 2\theta = -\frac{C_1 y}{x^2+y^2} - \frac{2C_2 xy}{\left(x^2+y^2\right)^2}. \tag{3.1}$$

Если вихри - компоненты пары расположены симметрично относительно оси Ox в точках $(x;\ y)$ и $(x;\ -y)$, то собственная (обусловленная взаимодействием вихрей в паре и не связанная с наличием фонового потока) скорость каждого из них есть

$$\bar{V}_s = \left(\Gamma/4\pi y;\ 0\right),$$

где Γ - интенсивность вихря из верхней полуплоскости, y - его ордината. Тогда динамика данной пары вихрей описывается уравнениями

$$\dot{x} = \frac{\Gamma}{4\pi y} + \frac{\partial\psi_r}{\partial y}; \qquad \dot{y} = -\frac{\partial\psi_r}{\partial x}. \tag{3.2}$$

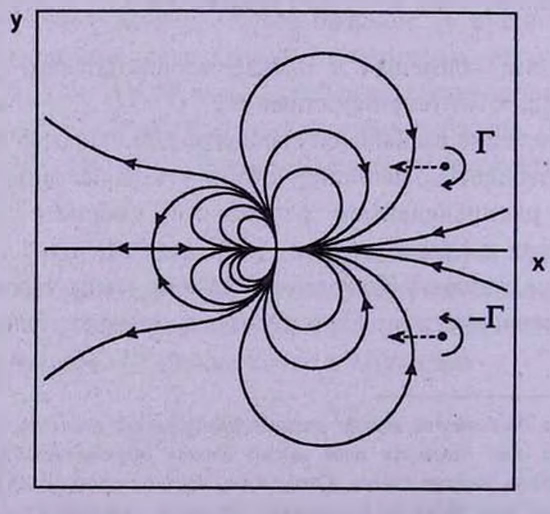

Рис.1. Схема движения пары вихрей в потоке "диполь+квадруполь".

(Как следует еще из работ Гельмгольца, сам на себя точечный вихрь не действует[3]).

Уравнения (3.2) могут быть записаны в гамильтоновой форме:

$$\dot{x} = \frac{\partial H}{\partial y}; \quad \dot{y} = -\frac{\partial H}{\partial x}; \quad H = \frac{\Gamma}{4\pi}\ln y - \frac{C_1 y}{x^2+y^2} - \frac{2C_2 xy}{\left(x^2+y^2\right)^2}. \qquad (3.3)$$

В "квазиполярных" координатах $\xi = x^2 + y^2$, $\theta = \mathrm{arcctg}(x/y)$ гамильтоновость уравнений сохраняется:

$$\dot{\xi} = \frac{\partial H_p}{\partial \theta}; \quad \dot{\theta} = -\frac{\partial H_p}{\partial \xi}; \quad H_p = 2H = \frac{\Gamma}{8\pi}\ln\left(\xi \cdot \sin^2\theta\right) - C_1\frac{\sin\theta}{\sqrt{\xi}} - C_2\frac{\sin 2\theta}{\xi}. \qquad (3.4)$$

Поскольку гамильтониан H не зависит явно от времени, то его линии уровня $H = E = \mathrm{const}$ совпадают с траекториями возможных движений компонента вихревой пары, находящегося в верхней координатной полуплоскости (траектории второго вихря симметричны траекториям первого относительно оси Ox). Фазовый портрет рассматриваемой системы (рис.2) имеет особую точку типа "седло". Ее координаты $(\xi_*; \theta_*)$ определяются условиями $\dot{\xi} = 0$, $\dot{\theta} = 0$, или

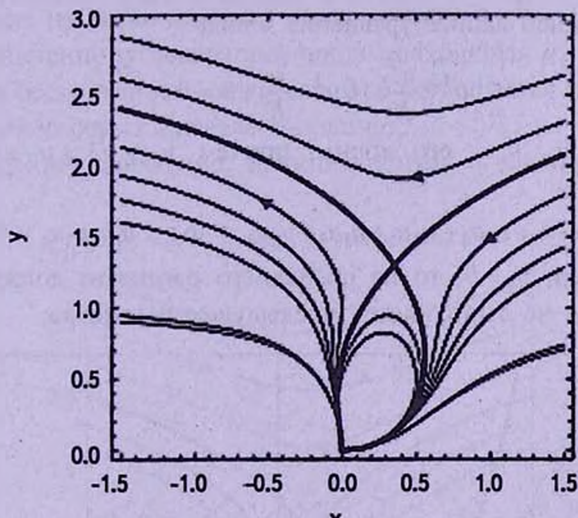

Рис.2. Фазовый портрет в верхней полуплоскости пары вихрей в потоке "диполь+квадруполь" $C_1 = 1$, $C_2 = 1$, $\Gamma = -4\pi$. Жирной линией выделена сепаратриса.

---

[3] *Детальный анализ можно найти у Сэффмена [30]. В то же время, устранению особенности на оси вихря соответствуют простые и физические очевидные способы регуляризации: усреднение по бесконечно малой окружности, окружающей особенность, переход от уравнений с исчезающе малой вязкостью (см., например, решение для вихря, приведенное в [31]).*

$$\frac{\Gamma}{2\pi}\operatorname{ctg}\theta_* - 2C_1\frac{\cos\theta_*}{\sqrt{\xi_*}} - 4C_2\frac{\cos 2\theta_*}{\xi_*} = 0\,;$$
$$\frac{\Gamma}{4\pi\xi_*} + C_1\frac{\sin\theta_*}{\xi_*^{3/2}} + 2C_2\frac{\sin 2\theta_*}{\xi_*^2} = 0\,. \tag{3.5}$$

Покажем, что система (3.5) имеет единственное решение. После несложных преобразований получаем

$$\xi_* = -\frac{4\pi C_2}{\Gamma}\operatorname{tg}\theta_*\,; \qquad \sqrt{\xi_*} = \frac{4\pi C_1\sin^2\theta_*}{\Gamma\sin 3\theta_*}\,. \tag{3.6}$$

Замена $u = \operatorname{tg}\theta_*$ приводит к уравнению четвертой степени:

$$u\left(1+u^2\right) = K\left(3-u^2\right)^2, \tag{3.7}$$

где $K = -\Gamma C_2/4\pi C_1^2$.

Будем считать $K > 0$ (перемена знака K ведет к смене знака u, или к замене θ_* на $\pi-\theta_*$). Рассмотрим функцию $f(u) = K\left(3-u^2\right)^2 - u\left(1+u^2\right)$. На положительной полуоси у нее есть, по меньшей мере, два нуля, поскольку $f(0) = 9K > 0$, $f\left(\sqrt{3}\right) = -4\sqrt{3} < 0$, $f(u) \to +\infty$ при $u \to +\infty$ (рис.3). Покажем, что на самом деле уравнение $f(u) = 0$ имеет ровно два положительных корня. Для этого запишем данное уравнение в виде

$$u^4 - \frac{u^3}{K} - 6u^2 - \frac{u}{K} + 9 = 0\,. \tag{3.8}$$

Пусть u_1, u_2, u_3, u_4 - его корни, причем $u_2 > \sqrt{3} > u_1 > 0$. Согласно формулам Виета

$$u_1u_2 + u_2u_3 + u_3u_4 + u_4u_1 + u_1u_3 + u_2u_4 = -6\,; \qquad u_1u_2u_3u_4 = 9\,.$$

Если, например, $u_3 > 0$, то из последнего равенства должно следовать $u_4 > 0$. Но тогда не выполняется предыдущее равенство.

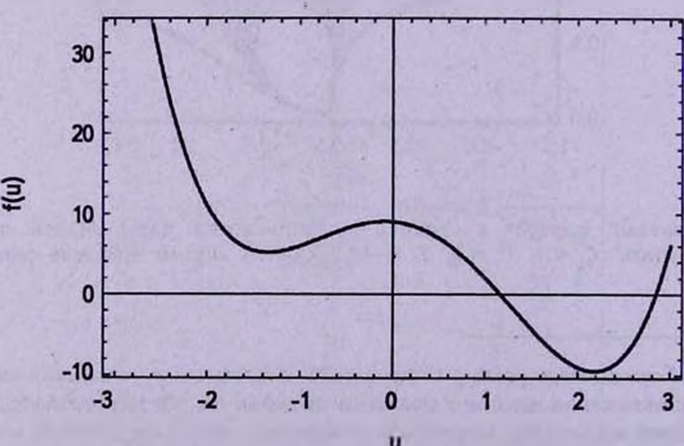

Рис.3. График функции $f(u)$ при $C_2 = C_1 = 1$, $\Gamma = -4\pi$.

Корню u_1 отвечает $\theta_* \in (0;\pi/3)$, корню u_2 - $\theta_* \in (\pi/3;\pi/2)$. В силу второго равенства (3.6) (его правая часть должна быть положительна!), имеем две возможности:

1) $\Gamma C_1 > 0\,, \quad \theta_* < \pi/3\,;$

2) $\Gamma C_1 < 0\,, \quad \pi/3 < \theta_* < \pi/2\,.$

Окончательный вывод может быть сформулирован следующим образом.

Если вихревая пара находится в потоке от неподвижной точечной особенности "диполь + квадруполь", и имеет общую с ней ось симметрии Ox, то существует только одно, причем неустойчивое, положение равновесия этой пары. Квазиполярные координаты точки покоя $(\xi_*;\theta_*)$ вихря - компонента пары, находящегося в верхней полуплоскости, определяются из системы (3.6). В частном случае диполя ($C_2=0$) точка покоя попадает на ось Oy $(\theta_* = \pi/2)$ (рис.4). В случае квадруполя $(C_1 = 0)$ получаем $\theta_* = \pi/3$ (если $\Gamma C_2 < 0$), либо $\theta_* = 2\pi/3$ (если $\Gamma C_2 > 0$).

Сепаратрисные траектории, проходящие через точку покоя и начало координат, разбивают координатную плоскость на области, отвечающие трем возможным типам движения:

неограниченному движению, когда вихри приходят из бесконечности и снова уходят на бесконечность вдоль оси Ox;

полуограниченному движению, когда приходящая из бесконечности (уходящая на бесконечность) вихревая пара поглощается (выбрасывается) точечной особенностью в начале координат;

ограниченному движению, начинающемуся и заканчивающемуся в особенности.

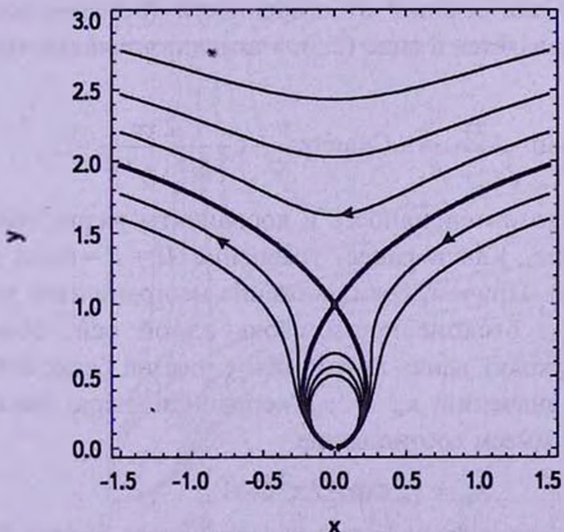

Рис.4. Фазовый портрет в верхней полуплоскости пары вихрей в дипольном потоке $C_0 = 0$, $C_1 = 1$, $\Gamma = -4\pi$. Жирной линией выделена сепаратриса.

4. ***Симметричное движение двух вихревых пар в потоке от особенности "источник + квадруполь + ..."***. Рассмотрим динамику системы двух вихревых пар в потоке от неподвижной точечной особенности при условии наличия двух осей симметрии (рис.5). Этот случай может трактоваться также как движение точечного вихря внутри прямого угла (стороны которого являются непроницаемыми "стенками"), в вершине которого находится указанная гидродинамическая особенность.

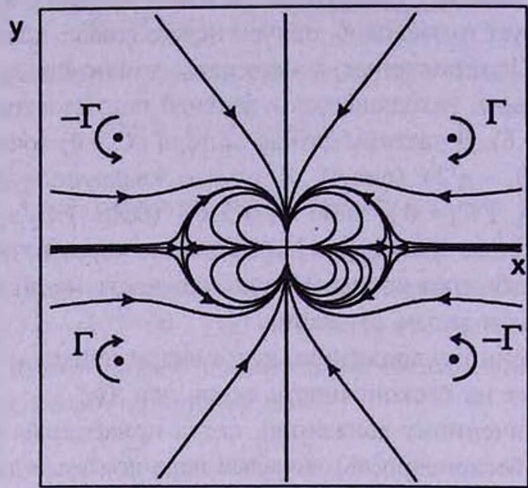

Рис.5. Схема движения двух вихревых пар в потоке "сток+квадруполь".

Функция тока для течения от особенности (помещенной в начале координат) представляется в виде (2.5), а гамильтониан системы вихрей - в виде

$$H = \frac{\Gamma}{4\pi}\ln\frac{xy}{\sqrt{x^2+y^2}} + C_0 \operatorname{arctg}\frac{y}{x} - C_2\frac{2xy}{\left(x^2+y^2\right)^2} - \ldots, \tag{4.1}$$

где Γ и $(x;\, y)$ - это интенсивность и координаты вихря, находящегося в первом квадранте. Как и ранее, уравнение $H = E = \mathrm{const}$ определяет траектории вихрей. Причем, если движение неограничено, то вихревые пары приходят из бесконечности вдоль одной оси, обмениваются компонентами и уходят вдоль другой оси снова на бесконечность. Для асимптотических значений x_∞ и y_∞ координат вихря, движущегося в первом квадранте, имеем соотношение

$$x_\infty = y_\infty \exp\left(-2\pi^2 C_0/\Gamma\right),$$

что совпадает с результатом для чисто радиального потока [15-16].

Таким образом, получен важный вывод о том, что отношение y_∞/x_∞ предельных расстояний между элементами вихревых пар на бесконечности определяется только интенсивностью C_0 источника (стока) и не зависит от мультипольных составляющих неподвижной особенности, расположенной в начале координат. Поскольку скорость поступательного движения пары вихрей обратно пропорциональна расстоянию между ними, то для отношения асимптотических значений скорости приходящих из бесконечности V_- и уходящих на бесконечность V_+ пар получаем значение

$$V_-/V_+ = \exp\left(-2\pi^2 C_0/\Gamma\right). \tag{4.2}$$

Очевидно, что от источника ($C_0 > 0$) вихревые пары уходят с меньшей скоростью, а от стока ($C_0 < 0$) - с большей скоростью, чем приходят ($\Gamma < 0$). Таким образом, полученные решения подтверждают основной результат [15-16] об ускорении выбросов аккреционным потоком для общего случая симметричного течения.

Если мультипольные составляющие у особенности отсутствуют ($C_2 = = C_4 = \ldots = 0$, чисто радиальный поток), то в полярных координатах уравнение траектории вихря выписывается в явной форме и совпадает с полученным в [15]

$$r = \frac{2}{\sin 2\theta} \exp \frac{4\pi(E - C_0\,\theta)}{\Gamma}. \tag{4.3}$$

Если $C_2 \neq 0$, а все остальные мультипольные поправки равны нулю (случай особенности "источник + квадруполь"), то при условии $\Gamma C_2 < 0$ рассматриваемая система имеет одно неустойчивое положение равновесия (рис.6). Квазиполярные координаты точки покоя в первом квадранте определяются из системы, аналогичной (3.5):

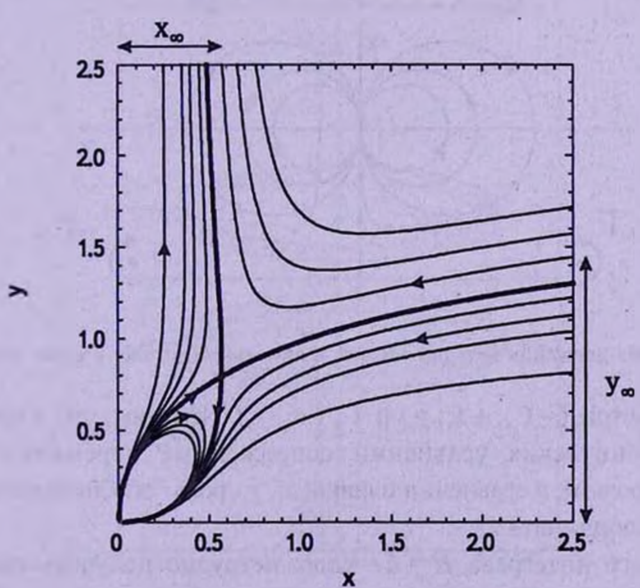

Рис.6. Фазовый портрет в первом квадранте для четырех вихрей в потоке "сток+квадруполь" $C_0 = -1$, $C_1 = 0$, $C_2 = 1$, $\Gamma = -4\pi$. Жирная линия - сепаратриса.

$$\frac{\Gamma}{\pi}\mathrm{ctg}2\theta_* + 2C_0 - 4C_2\frac{\cos 2\theta_*}{\xi_*} = 0\,, \quad \frac{\Gamma}{4\pi\xi_*} + 2C_2\frac{\sin 2\theta_*}{\xi_*^2} = 0\,. \tag{4.4}$$

Решение данной системы имеет вид

$$\xi_* = -\frac{24\pi C_2\,\mathrm{sign}\Gamma}{\sqrt{9\Gamma^2 + 16\pi^2 C_0^2}}\,, \qquad \theta_* = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2}\mathrm{arctg}\left(\frac{3\Gamma}{4\pi C_0}\right). \tag{4.5}$$

5. ***Движение двух вихревых пар в потоке от диполя, ось которого является осью симметрии течения.*** В случае движения двух вихревых пар в потоке от диполя мощности C_1 с осью симметрии Oy (этому соответствует замена $C_1 \to iC_1$ в (2.1)) уравнения динамики вихрей можно выразить через координаты двух вихрей в виде

$$\dot{x}_1 = \frac{\partial H}{\partial y_1}; \quad \dot{y}_1 = -\frac{\partial H}{\partial x_1}; \quad \dot{x}_2 = -\frac{\partial H}{\partial y_2}; \quad \dot{y}_2 = \frac{\partial H}{\partial x_2}; \tag{5.1}$$

$$H = \frac{C_1 x_1}{x_1^2 + y_1^2} - \frac{C_1 x_2}{x_2^2 + y_2^2} + \frac{\Gamma}{4\pi}\ln\left((x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2\right) -$$

$$-\frac{\Gamma}{4\pi}\ln\left((x_1 + x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2\right) + \frac{\Gamma}{4\pi}\ln x_1 + \frac{\Gamma}{4\pi}\ln x_2\,.$$

Вихрь, перемещающийся в первом квадранте (рис.7), имеет интенсивность Γ и координаты $(x_1;\, y_1)$, а вихрь в четвертом квадранте - интенсивность $(-\Gamma)$ и координаты $(x_2;\, y_2)$. Вихри, находящиеся в левой полуплоскости,

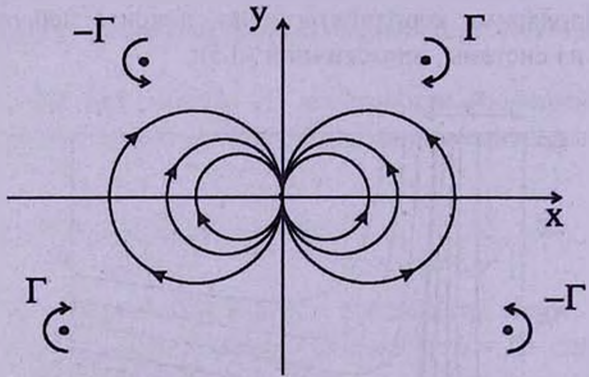

Рис.7. Схема движения четырех вихрей в дипольном потоке с осью симметрии Oy.

имеют параметры $(-\Gamma)$, $(-x_1;\, y_1)$ и Γ, $(-x_2;\, y_2)$. Отметим, что в приведенной записи канонических уравнений сопряженные переменные x_2 и y_2 поменялись ролями в сравнении с парой x_1, y_1: роль "обобщенного импульса" выполняет координата x_2.

Из первого интеграла $H = E = \mathrm{const}$ нетрудно получить связь между асимптотическими значениями y_∞, $x_{1\infty}$, $x_{2\infty}$ половин расстояний между элементами приходящих из бесконечности вдоль оси Ox вихревых пар

(y_∞) и уходящих на бесконечность вдоль оси Oy пар ($x_{1\infty}$ и $x_{2\infty}$):

$$x_{1\infty}x_{2\infty} = y_\infty^2 \,. \tag{5.2}$$

(Мощность диполя входит неявно через отличие асимптотик $x_{1\infty}$ и $x_{2\infty}$). При наличии в начале координат источника (стока) мощности C_0 указанная связь приобретает вид

$$x_{1\infty}x_{2\infty} = y_\infty^2 \exp\left(-\frac{4\pi^2 C_0}{\Gamma}\right). \tag{5.3}$$

Заметим, что соотношение (5.3) остается справедливым и в том случае, если в начале координат имеются мультиполи более высоких порядков. Дипольное течение вносит асимметрию в движение, и выброшенным в противоположных направлениях кольцевым вихрям разного радиуса отвечают разные скорости.

6. *Заключение.* Предложенная в [17] тороидально-вихревая модель активных ядер галактик позволяет в рамках гидродинамики идеальной несжимаемой жидкости исследовать динамику затеняющих торов и влияние на их движение аккреционно-ветровых потоков.

В настоящей работе рассмотрена упрощенная плоская модель, для которой аналогом вихревого кольца служит пара вихрей (ось которой совпадает с осью кольца). Дипольно-вихревая структура затеняющего тора в плоской модели представлена двумя парами вихрей с общей осью и моментами противоположных знаков. При этом учтено, что начальной асимптотике соответствуют симметричные пары вихрей. В терминах

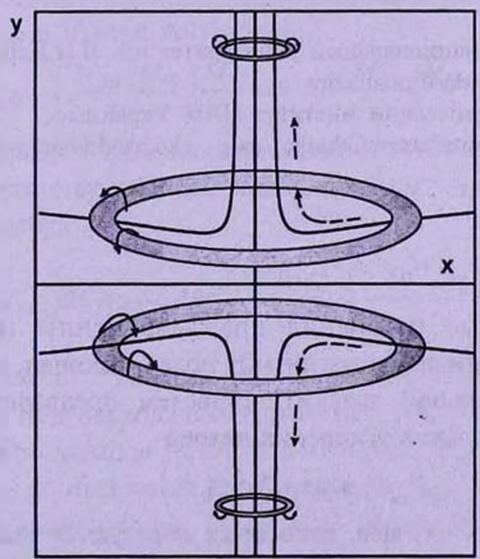

Рис.8. Схема движения кольцевых вихрей в сходящемся потоке, соответствующая рассматриваемому плоскому аналогу (симметричное течение).

кольцевых вихрей это отвечает дипольному тороидальному вихрю бесконечно большого радиуса, который сжимается благодаря взаимодействию кольцевых составляющих. В отсутствие фонового потока эта задача напоминает классическую задачу Гельмгольца [21] о взаимодействии кольцевого вихря со стенкой, параллельной плоскости, в которой лежит вихрь. Стенка может быть заменена зеркальным изображением вихря, и задача сводится к взаимодействию противоположно вращающихся вихревых колец. Однако в интересующем нас случае направление вращения противоположно тому, которое соответствует приближению вихря к стенке, и которое рассматривалось Гельмгольцем. (Наш вариант соответствовал бы удалению вихря от стенки). Заметим, что (в отсутствие потока) решение задачи о симметричной системе четырех вихрей было получено уже в классической работе Гребли (см. [22-25]). В случае чисто радиального потока задача допускает гамильтонову формулировку и точное решение (рис.8) [15-16].

В данной работе вывод об ускорении выбросов радиальным аккреционным потоком распространен на общий случай симметричного течения: показано, что за ускорение выбросов ответственна монопольная составляющая потока. Показано также, что дипольная составляющая потока может быть ответственна за асимметрию двусторонних выбросов.

Таким образом, дипольно-тороидальная модель естественным образом может объяснить как само возникновение выбросов, ускоряемых аккреционным потоком при общем характере течения, так и наблюдаемую асимметрию выбросов АЯГ.

[1] Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина
e-mail: s.poslavsky@gmail.com
[2] Радиоастрономический институт НАН Украины,
e-mail: bannikova@astron.kharkov.ua vkont@ri.kharkov.ua

ПРИЛОЖЕНИЕ

Хотя детальные сравнения преждевременны (необходим учет сжимаемости, релятивизма, магнитных полей, наконец, аккуратного учета трехмерности реальной задачи), приведем предварительные оценки осуществимости условия ускорения вихрей

$$V_+/V_- = \exp\left(2\pi^2 C_0/\Gamma\right) >> 1 \qquad (\text{П}.1)$$

для трех типичных случаев, в которых образуются выбросы: активных ядер галактик, микроквазаров и молодых звездных объектов.

Мощность двумерного стока $P \equiv -C_0 > 0$ свяжем с трехмерным темпом аккреции $\dot{M}$ следующим соотношением:

$$\dot{M} = 2\pi R \rho \cdot P, \qquad (П.2)$$

где R - радиус (или характерный масштаб) аккреционного диска, ρ - его плотность на расстоянии R от центра. Это соотношение становится очевидным, если учесть, что P - втекающий в центр в единицу времени объем, приходящийся на единицу длины в направлении, ортогональном $2D$-плоскости.

Считая выброшенные компоненты вихревыми кольцами (торами), для оценки абсолютной величины циркуляции $A = -\Gamma > 0$ можем в соответствии с (3.2) принять (считая логарифмический фактор [18] в выражении для скорости кольца $\simeq 2\pi$)

$$A \approx r_+ V_+, \qquad (П.3)$$

где V_+ - скорость выброса, а r_+ - его поперечный размер. В итоге для оценки условия ускорения вихрей потоком имеем (опуская множитель 2):

$$\dot{M} > \rho R \cdot V_+ r_+. \qquad (П.4)$$

В случае АЯГ [1,13,32] для грубой оценки[4] скорость выброса в (6.4) можно принять равной скорости света. Масштаб r_+ на расстоянии 1 пк от центра оценим как $r_+ \simeq 3 \cdot 10^{16}$ см, что соответствует углу раствора джета 0°.5. Для циркуляции имеем

$$A \approx 10^{27} \left(\frac{r_+}{3 \cdot 10^{16}\,\text{см}} \right) \cdot \frac{\text{см}^2}{\text{с}}. \qquad (П.5)$$

Темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости, при массе черной дыры M_{BH} в центре АЯГ равен

$$\dot{M}_{Edd} \approx \left(\frac{M_{BH}/M_\odot}{10^8} \right) \frac{M_\odot}{\text{год}} \approx 6 \cdot 10^{25} \frac{M_{BH}/M_\odot}{10^8} \frac{\text{г}}{\text{с}}. \qquad (П.6)$$

При плотности $\rho \approx 10^{-18}$ г/см^3 на расстоянии от центра 10^4 гравитационных радиусов, что соответствует концентрации $n \simeq 10^6$ см$^{-3}$, мощность двумерного аккреционного потока

$$P = \dot{M}_{Edd}/2\pi R \rho \approx 5 \cdot 10^{25} \left(\frac{10^6\,\text{см}^{-3}}{n} \right) \left(\frac{3 \cdot 10^{17}\,\text{см}}{R} \right) \frac{\text{см}^2}{\text{с}} \qquad (П.7)$$

равна $P \simeq 5 \cdot 10^{25}$ см^2 с$^{-1}$. Условие (6.1) $2\pi^2 P > A$, таким образом, может быть выполнено при подходящих параметрах АЯГ.

В случае микроквазаров [8,19], для которых $M_{BH} \simeq 3 M_\odot$, эддингтоновскому пределу соответствует темп аккреции $\dot{M}_{Edd} \approx 3 \cdot 10^{-8} M_\odot$/год, что при $R \simeq 10^2 R_\odot$ и концентрации $n \simeq 10^{10}$ см$^{-3}$ приводит к мощности потока

---

[4] *Учитывая, что Лоренц-факторы выбросов в АЯГ достигают значений 10-20 [32], для адекватного описания потребуется релятивистская теория вихрей.*

$P \simeq 10^{19}$ см^2 с$^{-1}$. Заметим, что масштаб наблюдаемых компонент джетов и, следовательно, оценка циркуляции при этом того же порядка, что и для выбросов в АЯГ. Поэтому только мощная сверхэддингтоновская аккреция может привести к выполнению условия (П.1) и ускорению вихрей. Однако исходные размеры компонент в случае микроквазаров являются звездными. Это означает, что они прошли в своей шкале масштабов значительно больший путь, чем выбросы АЯГ. При этом неминуемо расплывание вихрей за счет вязкости, взаимодействия со средой и т.п. Поэтому получаемая оценка циркуляции в случае микроквазаров, скорее всего, является сильно завышенной. Впрочем, существенно могут отличаться от выбранных и параметры потока.

Для молодых звездных объектов [33], сопоставляя выбросам объекты Хербига-Аро, скорости которых достигают 100 км/с, а размеры порядка 10^{13} см, получаем для циркуляции оценку $A \simeq 10^{20}$ см^2 с$^{-1}$. При том же эддигтоновском по порядку величины темпе аккреции, что и для микроквазаров $P \simeq 10^{19}$ см^2 с$^{-1}$, получаем возможность ускорения вихрей при подходящих параметрах молодых звездных объектов.

ACCELERATION AND EJECTION OF RING VORTEXES AS A MECHANISM OF ARISING JET COMPONENTS OF AGN

S.A.POSLAVSKY[1], E.Yu.BANNIKOVA[1,2], V.M.KONTOROVICH[1,2]

Exact solutions of two-dimensional hydrodynamics for the symmetric configuration of two and four vortices in the presence of an arbitrary flow with a point singularity are found. These solutions describe the dynamics of the dipole toroidal vortex in the accretion and wind flows in active galactic nuclei. It is shown that in a converging (accretion) flow the toroidal vortices, being compressed along the large radius, eject with the acceleration along the axis of symmetry of the active nucleus to form components of bilateral jet. The increment rate of the vortices in the case of symmetric flow is determined by the monopole component of the flow. In the case of asymmetric flow the asymmetry of ejection is determined also by the dipole component of the flow.

Key words: *ring vortexes:acceleration and ejection:mechanism of arising*

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика внегалактических источников излучения. Под редакцией Р.Д.Дагкесаманского, М., Мир, 1987.
2. *В.С.Бескин*, Осесимметричные стационарные течения в астрофизике, М., Физматлит, 2006.
3. *G.Bisnovatyi-Kogan*, *A.Ruzmaikin*, Astrophys. Space Sci., **42**, 401, 1976.
4. *R.D.Blandford*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **176**, 465, 1976.
5. *R.V.E.Lovelace*, Nature, **262**, 649, 1976.
6. *D.Lynden-Bell*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 635, 2000; Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **279**, 389, 1996.
7. *R.D.Blandford*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 811, 2000.
8. *I.F.Mirabel*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 841, 2000; arXiv: 0805.2378v2.
9. *R.E.Pudritz*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **358**, 741, 2000.
10. *G.V.Ustyugova*, *R.V.E.Lovelace*, *M.M.Romanova*, *H.Li*, *S.A.Colgate*, Astrophys. J., **541**, 21, 2000.
11. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **51**, 201, 431, 617, 2008.
12. *G.V.Vermeulen*, *M.H.Cohen*, Astrophys. J., **430**, 467, 1994.
13. *M.Livio*, Physics Reports, **311**, 225, 1999.
14. *А.Пахольчик*, Радиоастрофизика. М., Мир, 1973, Радиогалактики. М., Мир, 1980.
15. *E.Yu.Bannikova*, *V.M.Kontorovich*, Physics Letters, A **373**, 1856, 2009.
16. *Е.Ю.Банникова*, *В.М.Конторович*, *Г.М.Резник*, ЖЭТФ, **132**, №3, 615, 2007.
17. *Е.Ю.Банникова*, *В.М.Конторович*, Астрон. ж., **84**, №4, 298, 2007, astro-ph/0707.1478
18. *А.Зоммерфельд*, Механика деформируемых сред, М., ИЛ, 1954, с.486.
19. *I.F.Mirabel*, *L.F.Rodriguez*, *B.Cordier*, *J.Paul*, *F.Lebrun*, Nature, **358**, 215, 1992.
20. *G.Reznik*, *Z.Kizner*, Theor. Comput. Fluid Dyn., **23**, N5-6, 2009.
21. *V.V.Meleshko*, Theor. Comput. Fluid Dyn., **23**, N5-6, 2009.
22. *Г.Лэмб*, Гидродинамика, М., Гостехиздат, 1947.
23. *А.В.Борисов*, *И.С.Мамаев*, Математические методы динамики вихревых структур. Москва-Ижевск, Институт Компьютерных Исследований, 2005.
24. *В.В.Мелешко*, *М.Ю.Константинов*, Динамика вихревых структур, Киев, Наукова Думка, 1990.
25. *W.Grobli*, Naturforsch. Geselsch., **22**, 37, 1887.
26. *R.R.J.Antonucci*, *J.S.Miller*, Astrophys. J., **297**, 621, 1985.
27. *R.Antonucci*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **31**, 473, 1993.
28. *W.Jaffe*, *K.Meisenheimer*, *H.J.A.Rottgering et al.*, Nature, **429**, 47, 2004.
29. *M.Elitzur*, IR Emission from AGNs (Review), astro-ph/0512025.
30. *Ф.Дж.Сэффмен*, Динамика вихрей, М., Научный Мир, 2000.
31. *Ю.Л.Болотин*, *А.В.Тур*, *В.В.Яновский*, Конструктивный хаос, Харьков, Изд-во Института Монокристаллов, 2005; Yu.Bolotin, A.Tur, V.Yanovsky Chaos: Concepts, Control and Constructive Use. Springer, 2009.
32. *А.П.Маршер*, *С.Г.Эрштадт*, В сб.: Астрономия: традиции, настоящее, будущее. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2007.
33. *Н.Г.Бочкарев*, Основы физики межзвездной среды. М., Изд. МГУ, 1992.