АСТРОФИЗИКА

ТОМ 52 ФЕВРАЛЬ, 2009 ВЫПУСК 1

ОБ ЭВОЛЮЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙ, ГЕНЕРИРОВАННЫХ ВИХРЕВЫМ МЕХАНИЗМОМ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 10 августа 2008
Принята к печати 12 ноября 2008

Рассмотрена нелинейная динамика вращающейся струи после ее извержения из компактного гравитирующего объекта вихревым механизмом. Указан сценарий расширения плотной струи с последующим ее превращением в нестационарный вихрь, состоящий из цилиндрического ядра и "шубы". На этом этапе развития сходящийся радиальный поток вещества в дифференциально вращающейся неоднородной "шубе" коллимирует джет и ускоряет вращение ядра, а также течение вещества вдоль струи по степенному или по закону "взрывной" неустойчивости, пока скачок скорости на поверхности ядра не достигает скорости звука. Такие течения имеют небольшую диссипацию энергии и могут служить своеобразными каналами для ускорения и коллимации струйных извержений от молодых звезд, ядер активных галактик и квазаров.

Ключевые слова: *вихрь:джет:эволюция:коллимация:гидродинамика*

1. *Введение.* Вращение астрофизических струйных течений установлено наблюдениями биполярных джетов от разных объектов и молодых звездных образований (например, от T Tauri звезды TH28 и RW Aur [1], от DG Tau и биполярный джет от TH 28 [2] и т.д.[3,4]). Причем, интересно, что вращение биполярных джетов происходит в противоположных направлениях.

В работе [5] на основе обобщения точных вихревых решений гидродинамических уравнений в рамках несжимаемой жидкости с учетом вязкости [6,7], нами был выдвинут вихревой механизм генерации астрофизических струй. Было показано, что полярный поверхностный слой вращающегося гравитирующего тела в виде сфероида Маклорена неустойчив по отношению к вихревым возмущениям Рэнкина, представляющим твердотельное вращение в области ствола $r \le r_0$ и дифференциальное вращение - во внешней области ("шуба"). Из-за перепада давления на оси ствола, через его нижнее основание возникает продольный поток вещества, который вызывает сходящийся к стволу радиальный поток, перенося из области "шубы" угловой момент и энергию в область твердотельно вращающегося ствола. Это приводит к ускорению вращения ствола, увеличивая перепад давления на оси вихря по экспоненциальному закону.

Важно заметить, что диссипация энергии в вихре очень мала, несмотря на быстрый рост угловой скорости ствола.

В результате вихревого движения, первоначально сфероидальные изобарические поверхности гравитирующего тела (протозвезда, ядро активной галактики...) в области вихря принимают форму воронки с экспоненциально углубляющимся дном.

Процесс ускорения прекращается и вихрь переходит в состояние насыщения, когда скачок азимутальной скорости на поверхности ствола достигает скорости звука c_0. За это время вихревым движением охватываются все более глубокие слои гравитирующего тела, а продольная скорость потока вдоль ствола вихря нарастает до максимального значения [5]

$$V_j \approx \alpha R_p\left(1-\frac{(\omega(0)+\Omega)r_0}{c_0+\Omega r_0 \alpha t_s}\right)+V_r\frac{r_0(c_0+\Omega r_0 \alpha t_s)^2}{R_p\left(\Omega_0^2 r_0^2+4V_r^2\right)}, \qquad \upsilon_{z0}=\alpha R_p\left(e^{\alpha t_s}-1\right), \quad (1)$$

вызывая истечение массы через поверхность протозвезды в виде струи радиуса r_0. Здесь R_p - полярный радиус источника,

$$\Omega^2=\Omega_0^2\left(\frac{1}{A}-\frac{3}{2}+e^2\right), \quad \Omega_0^2=2\pi G\rho A, \quad A=\frac{2}{e^2}-\frac{2\sqrt{1-e^2}}{e^3}\arcsin e, \quad (2)$$

Ω и e - угловая скорость вращения и эксцентриситет меридианного сечения источника [5,8], $V_r=\alpha r_0/2$ - скорость сходящегося радиального потока на поверхности ствола вихря, t_s - время его насыщения, определяемое из уравнения [5]

$$e^{\alpha t_s}-\frac{\Omega\alpha t_s}{\omega_0+\Omega}=\frac{c_0}{(\omega_0+\Omega)r_0}. \quad (3)$$

Распределение давления в сечении ствола насыщенного вихря имеет вид:

$$H_0(r)\equiv\frac{P(r)}{\rho_0}\approx\left(c_0^2+2\Omega r_0 c_0-V_r^2-\Omega_0^2 r_0^2\left(1-e^2\right)\right)\frac{\left(r^2-r_0^2\right)}{2r_0^2}+$$
$$+\frac{1}{2}\left(1+\frac{4V_r^2}{\Omega_0^2 r_0^2}\right)\left(\Omega_0^2\left(1-e^2\right)r_s^2-V_r^2-\omega_e^2 r_0^2-4\Omega r_0^2\omega_e\ln\frac{r_s}{r_0}\right). \quad (4)$$

Из протозвезды выходит голый ствол вихря, с геликоидальной траекторией движения частиц, с убывающей к оси амплитудой.

В настоящей работе будем исследовать поведение струи за пределами источника.

2. *Расширение и установившееся состояние струи.* После выхода из компактного образования ствол вихря попадает в разреженную окружающую среду. Здесь следует выделить два основных процесса: взаимодействие струи с окружающей средой с образованием ударов, и расширение струи.

Как было показано в работе [5], поверхностный слой струи является частью переходного слоя вихря, который характеризуется интенсивными турбулентными пульсациями гидродинамических полей. Эти пульсации, учитывая также высокую относительную скорость струи, могут вызывать удары не только в головной области, но также от боковой поверхности струи.

Однако здесь мы оставим задачу взаимодействия с окружающей средой, и обратим наше внимание на процессы в струе после ее выхода наружу.

Перед выходом поверхностный слой ствола вихря удерживался действием градиентной силы давления материи протозвезды [5]:

$$\left.\frac{dH_0}{dr}\right|_{r_0} = \left(\omega_e^2 + 2\Omega\omega_e - \frac{\alpha^2}{4} - \Omega_0^2\left(1-e^2\right)\right) r_0 \,, \tag{5}$$

где H_0 - определяющаяся формулой (4) энтальпия, ω_e - угловая скорость вращения внешней области насыщенного вихря. С выходом наружу правая часть (5) исчезает, и струя начинает расширяться.

Представим следующий сценарий расширения струи: расширение поверхностных слоев в разреженную окружающую среду и радиальное разбухание струи.

Радиальное разбухание приводит струю из плотного, быстровращающегося состояния с некоторой температурой в менее плотное состояние с медленным вращением и более низкой температурой, с сохранением углового момента. Причем будем считать, что разбухание адиабатическое и оставляет струю однородной.

Параллельно происходит расширение вещества с поверхности струи: сначала приходят в движение смежные с границей слои, постепенно охватывая все более далекие области от границы струи. Возникает волна разрежения, которая распространяется вдоль радиуса в глубь струи, создавая вокруг нее неоднородную по плотности "шубу" с дифференциальным вращением. Она ведет к восстановлению равновесия на границе однородного ствола при некотором значении его радиуса R. После этого бурные процессы расширения прекращаются, и в струе устанавливается квазистационарная картина, состоящая из двух областей:

- *ядерная область*, имеющая радиус R, однородная по плотности ρ_c и вращающаяся твердотельно с угловой скоростью ω_c,

- *область шубы* с неоднородной плотностью $\rho(r)$ и дифференциальным вращением.

Отдельно рассмотрим процессы в указанных областях.

Область ядра $r \leq R$. Рассмотрим адиабатическое объемное расширение (радиальное разбухание) части струи первоначального радиуса R_0, плотности ρ_0, вращающейся твердотельно с угловой скоростью ω_0 и температуры T_0 (со значением скорости звука в ней c_0), которая в конечном состоянии представляет ядерную область струи. Сохранение массы, углового момента единицы длины струи дают:

$$\frac{\rho_c}{\rho_0}=\left(\frac{R_0}{R}\right)^2=\frac{\omega_c}{\omega_0}, \tag{6}$$

а из уравнения Пуассона для адиабаты получаем значение скорости звука в ядре

$$\frac{c_c}{c_0}=\left(\frac{R_0}{R}\right)^{\gamma-1}, \tag{7}$$

и давление на его поверхности:

$$h_0(R)=H_0(R_0)\left(\frac{R_0}{R}\right)^{2(\gamma-1)}, \tag{8}$$

где γ - показатель адиабаты, а индексом "c" указаны соответствующие однородные величины в конечном состоянии ядра струи.

Поле скоростей и распределение давления в области ядра в установившемся состоянии определяются уравнениями Навье-Стокса и непрерывности:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial r}-\frac{\upsilon^2}{r}=-\frac{\partial h}{\partial r}+\nu_*\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{u}{r}\right), \tag{9}$$

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial t}+u\left(\frac{\partial \upsilon}{\partial r}+\frac{\upsilon}{r}\right)=\nu_*\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial \upsilon}{\partial r}+\frac{\upsilon}{r}\right), \tag{10}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial r}+\left(V_{j0}+w\right)\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{\partial h}{\partial z}+\nu_*\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial w}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right), \tag{11}$$

$$\frac{\partial \ln\rho}{\partial t}+u\frac{\partial \ln\rho}{\partial r}+\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{u}{r}+\frac{\partial w}{\partial z}=0, \tag{12}$$

где V_{j0} - скорость струи на уровне $z=0$, h - энтальпия, u, υ и w - радиальная, азимутальная и продольная компоненты скорости в сопутствующей системе отсчета, ν_* - эффективная кинематическая вязкость.

Так как ядро однородно по плотности и вращается твердотельно с угловой скоростью ω_c, то уравнения (9)-(11) в области $r\le R$ допускают решения:

$$\upsilon=\omega_c(t)r,\quad w=\beta z,\quad u=-\frac{1}{2}\beta r, \tag{13}$$

$$h=\left(\omega_c^2 r^2-u^2\right)/2+h_c, \tag{14}$$

где h_c - значение энтальпии на оси ядра $r=0$.

Заметим, что решения (13) тождественно зануляют вязкие члены в уравнении Навье-Стокса, а из (10), с учетом (13), получаем уравнение

$$d\omega_c/dt=\beta\omega_c, \tag{15}$$

которое при постоянном β дает экспоненциальный рост угловой скорости вращения ядра:

$$\omega_c(t)=\omega_{c0}\exp(\beta t),\quad r\le R. \tag{15a}$$

Принимая $\beta=\omega_c$ в уравнении (15) получаем решение типа "взрывной" неустойчивости

$$\omega_c(t) = \frac{\omega_{c0}}{1 - \omega_{c0} t}, \quad r \le R \tag{15b}$$

- за конечный промежуток времени $t_0 = 1/\omega_{c0}$ угловая скорость ствола вихря формально стремится в бесконечность.

Область шубы $r > R$. Процессы здесь также будем предполагать адиабатическими, а плотность массы - неоднородной. Здесь уравнения (9)-(12) дополняются соотношениями

$$dh = c^2 d\ln\rho, \quad c^2 = \gamma\, p/\rho = (\gamma - 1)h, \tag{16}$$

где c - местная скорость звука, h - энтальпия газа в области шубы. Решения уравнений (9)-(12) и (16) должны удовлетворять условию сохранения углового момента, которое в интегральной форме для единицы длины струи имеет вид

$$\rho_c\omega_c \int_0^R r^2\, 2\pi r dr + \int_R^{R_j} \rho \upsilon r\, 2\pi r dr = \frac{1}{2}\pi\rho_0\, r_0^3 c_0, \tag{17}$$

где R_j - радиус внешнего края области шубы, на котором плотность и скорость звука становятся порядка соответствующих величин окружающей среды: $\rho(R_j) = \rho_s$, $c(R_j) = c_s$.

Рассмотрим решения уравнений (9)-(12) в области $r > R$:

$$\upsilon = \omega_c R, \quad \rho = \rho_c \frac{R}{r}, \tag{18}$$

оставляющее неизменным угловой момент $\rho\upsilon r$ элемента вещества при расширении струи. Тогда из уравнений (10), (12) получаем

$$u = -\frac{\nu_*}{r}, \quad w = -\nu_* \frac{z}{r^2}, \tag{19}$$

а с учетом выражения плотности (18) из (16) находим

$$\frac{h(r)}{h_0(R)} = \frac{c^2}{c_c^2} = \left(\frac{R}{r}\right)^{\gamma-1}. \tag{20}$$

В (13) и (19) уровень $z = 0$ выбран положение, начиная с которого в струе устанавливается состояние (18).

Радиус внешней границы струи получим, приравняв скорость звука в области потока скорости звука окружающей среды c_s:

$$R_j = R\left(\frac{c_c}{c_s}\right)^{2/\gamma-1}. \tag{21}$$

Учитывая частное решение (18) в интегральном условии сохранения углового момента, получаем связь между размерами струи:

$$\frac{R_j}{R} \approx \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{r_0}{R_0}\right)^2. \tag{22}$$

Заметим, что угловая скорость ω_c меняется со временем в области ядра, а внешняя область ($r > R$) вращается стационарно. Тогда из уравнения

(9) для области шубы получаем:

$$h=\gamma\, p/\rho = h_0(R)+\upsilon^2\ln r-\nu_*^2/2r^2+\nu_*^2/2R^2\,, \tag{23}$$

где $h_0(R)$ определяется из (8).

С учетом (23) и (14) условие непрерывности давления на поверхности ядра:

$$p(R)=\rho_c\left[\omega_c^2(t)R^2-V_r^2\right]/2\;+p_c=\rho_c\, h_0(R),$$

где $V_r=\beta R/2$, дает

$$p_c=\frac{1}{2}\rho_c\left[2h_0(R)+V_r^2-R^2\,\omega_c^2(t)\right], \tag{24}$$

что с учетом (15а) и (15б) указывает на степенное или "взрывное" нарастание со временем перепада давления на оси ядра.

Скорости (13) тождественно зануляют вязкие члены в уравнениях (9)-(11). В то же время диагональные компоненты вязкого тензора напряжений отличны от нуля, что приводит к следующей мощности диссипации кинетической энергии на единицу длины:

$$\frac{dE_k}{dt}=-2\pi\nu_*\rho_c\,R^2\left\{3\beta^2+\frac{2}{3}\frac{\nu_*^2}{R^4}\right\}. \tag{25}$$

Итак, расширяясь, вращающаяся струя может формировать ядро и шубу с продольным и сходящимся радиальным потоками вещества, обеспечивающие степенной или взрывной рост угловой скорости ядра и перепада давления на его оси. Таким образом, голый ствол-струя воспроизводит нестационарный вихрь, который может ускорять и коллимировать поток вещества в струе.

Нарастающий со временем тангенциальный скачок азимутальной скорости на границе ядра в рассмотренных нами случаях равен:

$$V\equiv\left[\omega_c(t)-\omega_{c0}\right]R=\begin{cases}\upsilon\left(e^{\beta t}-1\right), & \beta=\mathrm{const}\,,\\ \dfrac{\upsilon\omega_{c0}\,t}{1-\omega_{c0}\,t}, & \beta=\omega_c\,.\end{cases} \tag{26}$$

Скачок же продольной скорости на границе ядра определяется формулами (13), (19):

$$[\upsilon_z]=\left(\beta+\nu_*/R^2\right)z\,. \tag{27}$$

3. *Структура и эволюция вихря.* Для первых производных энтальпии по r и z, из (2), (4а) с учетом (11), (12), при условии $\beta=\mathrm{const}$, т.е. $\omega_c(t)=\omega_{c0}\exp(\beta t)$, находим

$$\frac{\partial h}{\partial r}=\begin{cases} r\left(\omega_c^2(t)-\dfrac{1}{4}\beta^2\right), & r\le R\,,\\ \dfrac{\upsilon^2}{r}-\dfrac{\nu_*^2}{r^3}, & r>R\end{cases} \tag{28}$$

$$\frac{\partial h}{\partial z}=\begin{cases}-\beta\left(V_{J0}+\beta z\right), & r\le R,\\ \dfrac{\nu_*}{r^2}\left(V_{J0}-3\nu_*\dfrac{z}{r^2}\right), & r>R.\end{cases} \tag{29}$$

Заметим, что уравнения (28) и (29) указывают на существовании нарастающих со временем скачков первых производных h на границе ядра вихря $r=R$.

Для выяснения структуры вихря, проинтегрируем уравнения (28), (29), и с учетом (6), (7), (24), (19) для давления в вихре получим:

$$\frac{p(r,z,t)}{\rho_c}=\begin{cases}-\dfrac{1}{2}\left[R^2\omega_c^2(t)-V_r^2\right]\left(1-\dfrac{r^2}{R^2}\right)+h_0(R)-2\dfrac{V_{J0}V_r}{R}z-2\dfrac{V_r^2}{R^2}z^2, & r\le R,\\ C(t)+\dfrac{\nu_*^2R}{2\gamma r^3}+\dfrac{\upsilon^2R}{\gamma r}\ln r+\dfrac{RV_{J0}\nu_*}{\gamma r^3}z-\dfrac{3R\nu_*^2}{2\gamma r^5}z^2, & r>R.\end{cases} \tag{30}$$

где $C(t)$ -неизвестная функция времени, которая определяется из условия непрерывности изобарических поверхностей на границе ядра вихря.

Пусть в момент образования вихря $t=0$ давление первоначально параболической поверхности, соответствующей основанию вихря $z=0$, равнялось P_1 (скажем, давление, при котором создаются благоприятные условия для каких-то химических реакций). В последующие моменты $t>0$ форма этой поверхности из-за развития нестационарного вихря опишется уравнением

$$z_{in}^2(r,t)+R\frac{V_{J0}}{V_r}z+\frac{R^2}{4V_r^2}\left[R^2\omega_c^2(t)-V_r^2\right]\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)+\frac{R^2h_0}{2V_r^2}+\frac{R^2P_1}{2V_r^2\rho_c}=0 \tag{31}$$

- в области ядра, и

$$z_e^2(r,t)-V_{J0}\frac{2r^2}{3\nu_*}z-\frac{r^2}{3}-\frac{2r^4\upsilon^2}{3\nu_*^2}\ln r-\frac{2\gamma r^5C(t)}{3R\nu_*^2}+\frac{2\gamma r^5P_1}{3R\nu_*^2\rho_c}=0, \tag{32}$$

- в области шубы, где $C(t)$ следует получить из условия непрерывности изобары на границе ядра. Из (31) находим координату пересечения изобары с поверхностью $r=R$:

$$z_{in}(R,t)=-R\frac{V_{J0}}{2V_r}\left[1-\left(1-\frac{2h_0(R)}{V_{J0}^2}-\frac{2P_1}{\rho_cV_{J0}^2}\right)^{1/2}\right], \tag{33}$$

а из (32) - координату пересечения изобары с поверхностью $r=R$ со стороны шубы:

$$z_e(R,t)=R^2\frac{V_{J0}}{3\nu_*}\left[1-\left(1+\frac{3\nu_*^2}{V_{J0}^2R^2}+\frac{6\upsilon^2}{V_{J0}^2}\ln R+\frac{6\gamma C(t)}{V_{J0}^2}-\frac{6\gamma P_1}{\rho_cV_{J0}^2}\right)^{1/2}\right]. \tag{34}$$

Считая скорость струи V_{J0} намного больше характерных скоростей вихря и разлагая в ряд квадратные корни в (33), (34), с учетом непрерывности скорости радиального потока на поверхности ядра:

$$v_* = RV_r , \tag{35}$$

для $C(t)$ получим:

$$2\gamma C(t) = h_0(R) - V_r^2 - \upsilon^2 \ln R^2 + P_1(2\gamma+1)/\rho_c , \tag{36}$$

откуда видно, что C есть величина постоянная. Следовательно, изобарическая поверхность в области шубы стационарна, окончательный вид которой получим из (32) с учетом (36). В области ядра изобара нестационарная и описывается углубляющейся со временем параболоидальной воронкой. Дно воронки находится на оси ядра, координата которого зависит от времени формулой

$$z(0, t) = -\frac{R}{2V_{j0}V_r}\left(\frac{\upsilon^2}{2}e^{2\beta t} - \frac{V_r^2}{2} + h_0(R) + \frac{P_1}{\rho_c}\right). \tag{37}$$

Первый член правой части есть результат степенной неустойчивости вихря, в результате чего координата изобары на оси вихря $z(0, t)$, оставаясь отрицательной, растет по абсолютной величине с экспоненциально нарастающей скоростью

$$\dot{z}(0, t) = -\frac{\upsilon^2}{V_{j0}}e^{2\beta t} . \tag{38}$$

Скорость же продольного потока вещества, относительно струи в сечении ядра вихря с координатой z имеет значение $\upsilon_z = \upsilon_{z0} + \beta z$.

4. *Неустойчивость тангенциального разрыва скорости на границе ядра*. В работе [9] мы исследовали возмущения поверхности с тангенциальным скачком скорости в случае сжимаемой среды и показали, что ее неустойчивость приводит к образованию на поверхности ядра вихря переходного слоя с толщиной $2\zeta(t)$, нарастающей со временем (в начальной стадии развития неустойчивости) приблизительно по закону $\sim t^2 \ln t$:

$$\ln\frac{\zeta(t)}{\zeta_0} \approx \frac{\omega_{c0} V_r t^2}{2\zeta(t)} , \tag{39}$$

где ζ_0 - амплитуда возмущений поверхности ядра в начальный момент времени.

Этот переходный слой сильно турбулентный, и характеризуется эффективным коэффициентом турбулентной вязкости, который в начальной стадии развития неустойчивости растет со временем как $\sim t^3$ и может достичь больших значений ($\upsilon_{ef} >> \upsilon$)

$$\upsilon_{ef}(t) \approx \frac{1}{2}\omega_{c0} V_r |\zeta(t)| t . \tag{40}$$

Это приводит к интенсивной нелинейной диссипации нарастающих турбулентных возмущений в рассматриваемом слое и к переходу состояния насыщенности.

Насыщение турбулентных возмущений происходит, когда рост кинетической энергии поверхностных волн за единицу времени $\gamma\rho V^2/2$, в результате неустойчивости тангенциального разрыва скорости, становится по порядку равным диссипации турбулентной энергии за единицу времени в единице объема $\rho V^3/\ell$ (см. [10]). В приведенных оценочных формулах $V \sim d|\zeta(t)|/dt$ - есть скорость турбулентных пульсаций, $\ell \sim |\zeta(t)|$ - их характерный масштаб, и $\gamma \sim \pi V/|\zeta|$ - максимальный инкремент неустойчивости. Из вышесказанного следует, что скорость турбулентных пульсаций практически совпадает с тангенциальным скачком скорости $V(t)$.

С другой стороны, угловое ускорение вращения ствола вихря прекратится, когда скачок тангенциальной скорости $V(t)$ достигнет скорости звука c_c. Характерное время этого процесса, как следует из (26) при $\beta = \mathrm{const}$ равно

$$\tau_s \approx \frac{1}{\beta}\ln\left[\frac{c_c}{\omega_{c0} R}\right], \tag{41}$$

и тогда

$$\ln\frac{\zeta_s}{\zeta_0} \approx \frac{\omega_{c0} V_r \tau_s^2}{2\zeta_s}. \tag{42}$$

В режиме "взрывного" ускорения вихря в выражениях (39) и (42) β следует заменить на ω_{c0}, а значение τ_s при $c_c >> \omega_{c0} R$ брать как $\tau_s \approx 1/\omega_{c0}$.

5. ***Применение полученных результатов к астрофизическим струям***:

Генерация струи. Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим формирование типичной струи от молодых звездных образований. Пусть центральный компактный объект - сфероидальное протозвездное образование, имеет плотность массы $\rho_0 \approx 10^{-14}$ г/см^3, полярный радиус $R_p = 50$ а.е. и эксцентриситет меридианного сечения $e = 2/3$. В рамках модели сфероида Маклорена с помощью формул (2) находим значения угловой скорости протозвезды: $\Omega \approx 6\cdot10^{-11}\,\mathrm{c}^{-1}$ и $\Omega_0 \approx 2.3\cdot10^{-11}\,\mathrm{c}^{-1}$.

Пусть в полярной области образованный в момент времени $t=0$ вихрь Рэнкина имеет радиус ствола $r_0 \approx 1$ а.е. с нижним основанием на глубине $H \approx 0.2$ а.е. от полюса протозвезды. Предположим, значения радиальной и продольной скоростей имеют одинаковый порядок величины - $v_{z0} \approx v_0 \approx ar_0/2 \approx 1\,\mathrm{км\,c}^{-1}$, а $c_0 = 40\,\mathrm{км\,c}^{-1}$. Тогда для начального значения угловой скорости ствола вихря получим $\omega(0) \approx 6.7\cdot10^{-9}\,\mathrm{c}^{-1}$. Для времени ускорения поверхности ствола до скорости звука внутри протозвезды с помощью (3) получим оценку $t_s \approx 2.7\cdot10^8$ с, а для скорости выброса получаем значение $V_j \approx 97.5\,\mathrm{км\,c}^{-1}$.

Инерционный разлет струи. Перейдем к рассмотрению расширения извергаемой со скоростью $V_j \approx 97.5\,\mathrm{км\,c}^{-1}$ из протозвезды цилиндрического ствола вихря в виде струи радиуса $r_0 \approx 1$ а.е., с плотностью массы $\rho_0 \approx 10^{-12}$ г см$^{-3}$, что соответствует концентрации атомов водорода $n \approx 5 \cdot 10^9$ см$^{-3}$. При выходе из протозвезды, струя вращается твердотельно с почти звуковой скоростью на ее поверхности: $\upsilon_\varphi = \omega_0 r_0 \approx c_0 = 40$ км с$^{-1}$, откуда находим $\omega_0 \approx 2.7 \cdot 10^{-7}$ с$^{-1}$.

От поверхности в глубь струи бежит волна разрежения, создавая область шубы, а центральная область расширяется однородно, образуя твердотельно вращающееся однородное ядро. Принимая $R_0 = 0.1\, r_0$ и $R = 5\, r_0$, с помощью (6), для плотности массы и угловой скорости вращения ядра получим $\rho_c \approx 4 \cdot 10^{-18}$ г см$^{-3}$ ($n \approx 2 \cdot 10^6$ см$^{-3}$) и $\omega_c \approx 10^{-10}$ с$^{-1}$. Тогда, считая $\gamma = 5/3$ (одноатомный газ), из (7) находим значение скорости звука: $c_c \approx 3$ км/с, а из (22) получаем $R_j \approx 350$ а.е., $R_{ef} \approx 100$ а.е.

Насыщение образованного вихря достигается, когда скачок (26) скорости вращения на поверхности ядра становится равным скорости звука. В случае степенного роста неустойчивости ($\beta = \mathrm{const}$) это происходит за время (41) после возникновения вихря, и за время $\tau_s \approx 1/\omega_{c0}$ - в случае "взрывного" развития неустойчивости.

6. *Заключение.* В настоящей работе мы показали принципиальную возможность образования нестационарного вихря в струе, выброшенного протозвездой вихревым механизмом. Возникшие в разных частях струи нестационарные вихри могут коллимировать и ускорять вещество струи.

Вращение струйных течений подразумевают также магнитные механизмы их образования [11-13]. Однако, при этом биполярные джеты должны вращаться в одну и ту же сторону. Так как образование биполярных вихрей, как мы предполагаем, вызвано крутильными колебаниями протозвезды [5], то струйные течения, возникшие в результате вихревого механизма, должны иметь противоположные вращения.

Автор выражает признательность академику НАН Армении проф. Д.М.Седракяну за обсуждение вихревого механизма генерации, ускорения и коллимации астрофизических струй на возглавляемом им семинаре, а также за подсказку на рассмотрение расширения струи за пределами источника.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mabr@bionet.am mabr49@ya.ru

ON THE EVOLUTION OF ASTROPHYSICAL JET GENERATED BY THE VORTEX MECHANISM

M.G.ABRAHAMYAN

Non-linear dynamics of a rotating stream after its eruption from compact gravitating object by the vortex mechanism is considered. The scenario of expansion of the dense stream with its subsequent transmutation into the accelerating vortex, consisting of the cylindrical kernel and "fur coat" is specified. The converging radial stream of substance in differentially rotating nonuniform "fur coat" accelerates gyration of the kernel and fluxion of substance along it on exponential or under the law of "explosive" instability while the tangential shear of rotational velocity on a surface of the kernel reach a sound velocity. Such fluxions have small dissipations of energy and can serve as original channels for acceleration and a collimation of jet eruptions from young stars, nuclear of an active galaxies and quasars.

Key words: *vortex:jets:evolution:collimation:hydrodynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.Coffey, F.Bacciotti, T.P.Ray, J.Eislöffel, J.Woitas*, arXiv: astro-ph/0703271v1 12 Mar 2007.
2. *A.Chrysostomou, F.Bacciotti, B.Nisini et al.*, astro-ph/0802.1881v2 16 Feb 2008.
3. *J.M.Anderson, Z.-Y.Litij, R.Krasnopolsky, R.Blandford*, Astrophys. J., 590, L107, 2003.
4. *B.Reipurth, J.Bally*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **39**, 403-55, 2001.
5. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **51**, 201, 2008.
6. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **51**, 431, 2008.
7. *P.K.Kundu*, Fluid Mechanics, Academic Press Inc. 1990.
8. *S.Chandrasekhar*, Ellipsoidal Figures of Equilibrium, Yale Univ. Press, 1969.
9. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **51**, 617, 2008.
10. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Гидродинамика, Наука, М., 1986.
11. *В.С.Бескин*, Осесимметричные стационарные астрофизические течения. Физматлит, М., 2005.
12. *B.Reipurth, J.Bally*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **39**, 403, 2001.
13. *C.J.Lada*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **23**, 267, 1985.