АСТРОФИЗИКА

ТОМ 58 МАЙ, 2015 ВЫПУСК 2

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА С МАГНИТОСФЕРОЙ ЗВЕЗДЫ: ЭФФЕКТ МАГНИТНОГО ПРОПЕЛЛЕРА В БАЛЛИСТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

С.Г.ШУЛЬМАН[1,2]

Поступила 11 декабря 2014
Принята к печати 10 апреля 2015

В работе в баллистическом приближении рассматривается форма спирали, образующейся при взаимодействии околозвездного диска с магнитосферой в режиме магнитного пропеллера. Решение задачи получено в аналитическом виде. Приводятся графики, демонстрирующие сечение данной спирали. Делаются выводы о возможном влиянии эффекта магнитного пропеллера на наблюдаемые спектры звезд.

Ключевые слова: *звезды: магнитосфера: аккреционный диск: баллистическое приближение*

1. *Введение.* В спектрах ряда молодых звезд наблюдаются профили спектральных линий с признаками истечения, которые плохо укладываются в существующие модели истечения вещества [1-4] из-за присутствующих в них смещенных в коротковолновую сторону дискретных абсорбционных компонент в линиях резонансного дублета натрия. Такие спектры наблюдаются у RZPsc [5], MWC480 [6], BBW76 [7], RYOri [8] и некоторых других звезд [9,10].

Было высказано предположение, что образование дискретных абсорбционных компонент в линиях дублета натрия может быть вызвано неоднородными структурами дискового ветра [6,11]. Такое объяснение возможно для молодых объектов с признаками интенсивного истечения вещества (RYOri, BBW76, MWC480), но оно не применимо к RZPsc, в спектре которой отсутствуют общепринятые спектроскопические признаки дискового ветра (эмиссия в линии Hα или запрещенной линии [OI] 6300Å).

В статье Гринина и др. [12] предложена альтернативная модель образования таких абсорбционных компонент в потоке газа, образующемся при взаимодействии аккреционного диска с магнитосферой звезды в режиме магнитного пропеллера. На возможность такого режима впервые указали Илларионов и Сюняев [13] при изучении магнитосферной аккреции на нейтронные звезды. Данный режим реализуется, когда эффективный радиус магнитосферы превышает радиус коротации.

Предполагается, что ось магнитного диполя на звезде наклонена относительно оси вращения звезды. В этом случае, согласно расчетам Романовой и др. [4], взаимодействие аккрецирующего газа с наклонным магнитным диполем приводит к образованию двух газовых струй (по одной в каждом полупространстве), ускоряемых магнитным полем. Ниже мы рассмотрим движение такой струи в баллистическом приближении, т.е., за пределами альвеновского радиуса, где магнитное поле уже не влияет на движение газа и оно контролируется в основном гравитацией звезды. Примеры применения баллистического приближения в близких по физике задачах можно найти в [15,16].

Часть газовых потоков при взаимодействии с магнитосферой получает недостаточно большой импульс для преодоления тяготения звезды и возвращается обратно в аккреционный диск [14]. Мы будем в баллистическом приближении рассматривать оба эти случая. Возможно, в дальнейшем нам потребуется более подробная модель процесса. Прежде чем перейти непосредственно к построению модели, следует отметить, что в режиме магнитного пропеллера существует и аккрецирующий на звезду поток вещества. Интенсивность данного потока может быть различна, и в некоторых случаях разбрасывание вещества преобладает над аккрецией. Мы акцентируем внимание на исходящем потоке вещества, как представляющем для нашей задачи больший интерес, но не забываем, что аккреция также возможна и может существенно влиять на вид спектра.

2. *Идеально тонкая спираль*. Рассмотрим движение газовой струи, ускоренной в результате взаимодействия с наклонным магнитным диполем. Для удобства математического описания примем, что струя выбрасывается из точки в аккреционном диске с начальной скоростью V_0 под некоторым углом к экваториальной плоскости диска. Точка выброса, находящаяся на расстоянии R_0 от звезды, вращается с угловой скоростью звезды (и магнитосферы) W в том же направлении, в котором вращается вещество аккреционного диска. Из противоположной точки происходит аналогичный выброс струи во второе полупространство. Вещество во второй струе удаляется от наблюдателя и не оказывает влияние на интересующие нас линии поглощения.

Стадия ускорения вещества магнитосферой может быть важна для более точных оценок, но мы считаем, что в простейшем случае ею можно пренебречь и считать, что ускорение происходит мгновенно.

Выброс, происходящий со скоростью $V_0 = \beta V_l$, где V_l скорость кругового вращения, направлен так, что угол между радиус-вектором $\mathbf{R}_0$ и вектором $\mathbf{V}_0$ равен η, а угол между плоскостью, образуемой векторами $\mathbf{R}_0$ и $\mathbf{V}_0$ и плоскостью диска - α. Введенный параметр β это скорость выброса в скоростях кругового движения. Нас интересует удаляющийся от звезды поток вещества, поэтому в нашей задаче $\beta > 1$.

При $\beta < \sqrt{2}$ приобретенной скорости недостаточно для преодоления тяготения звезды и выброшенное вещество вернется в околозвездный диск. Движение частиц будет проходить по эллипсу, поэтому в тексте данный случай будет называться эллиптическим.

При $\beta > \sqrt{2}$ вещество приобретет достаточно большую для преодоления тяготения скорость. Движение происходит по гиперболам. Данный случай будем называть гиперболическим.

Введем ортонормированную вращающуюся систему координат с началом в центре звезды. Оси Ox, Oy и Oz образуют правую тройку векторов. При этом ось Ox совпадает с радиус-вектором точки выброса, а ось Oy лежит в плоскости диска и сонаправлена с направлением движения точки выброса (для определенности будем рассматривать тот из симметричных выбросов, который происходит в положительном полупространстве). Тогда, в выбранной системе координат, векторы $\mathbf{R}_0$ и $\mathbf{V}_0$ имеют следующие компоненты:

$$\mathbf{R}_0 = (R_0, 0, 0),$$
$$\mathbf{V}_0 = \beta V_I(\cos\eta, \cos\alpha\sin\eta, \sin\alpha\sin\eta).$$

Скорость кругового движения связана с расстоянием от звезды известным соотношением:

$$V_I^2 = \frac{æ^2}{R_0},$$

где $æ = \sqrt{GM}$ - гравитационный параметр (G - гравитационная постоянная. Массу звезды M будем считать известной).

Буквами $\mathbf{r}$ и $\mathbf{v}$ будем обозначать радиус-вектор и вектор скорости для произвольной точки траектории.

Для описания движения используем интегралы энергии и кеплеровы элементы орбиты (здесь и далее за основу берутся формулы из [17]):

$$h = \left(v^2 - 2\frac{æ^2}{r}\right)\frac{1}{æ^2} = \left(V_0^2 - 2\frac{æ^2}{R_0}\right)\frac{1}{æ^2} = \left(\beta^2 V_I^2 - 2V_I^2\right)\frac{1}{æ^2} = \left(\beta^2 - 2\right)\frac{V_I^2}{æ^2},$$

$$c = \frac{1}{æ} r \times v = \frac{\beta V_I R_0}{æ}(0, -\sin\alpha\sin\eta, \cos\alpha\sin\eta), \qquad (1)$$

$$c = \frac{\beta V_I R_0}{æ}\sin\eta = \frac{\beta æ}{V_I}\sin\eta.$$

$$p = c^2 = \frac{\beta^2 æ^2}{V_I^2}\sin^2\eta, \quad a = -h^{-1} = \frac{R_0}{2-\beta^2}, \qquad (2)$$

$$e = \sqrt{1 + hc^2} = \sqrt{1 + \left(\beta^2 - 2\right)\frac{V_I^2}{æ^2}\frac{\beta^2 æ^2}{V_I^2}\sin^2\eta} = \sqrt{1 + \beta^2\left(\beta^2 - 2\right)\sin^2\eta}.$$

Здесь h, c - постоянные энергии и площадей, а p, a, e - параметр, большая полуось и эксцентриситет орбиты.

В момент выброса вещество находится в точке пересечения траектории движения и оси Ох, лежащей в плоскости околозвездного диска, следовательно долгота восходящего узла Ω и аргумент широты в начальный момент времени u_0 равны нулю. В рассматриваемом случае наклон орбиты i по определению равен α.

Истинная аномалия ν связана с аргументами широты и перицентра $(\omega \in (-\pi, \pi))$ соотношением $\nu = u - \omega$, следовательно, $\nu_0 = -\omega$.

Для описания траектории движения вещества нам необходимо знать истинную аномалию в момент выброса. Используем формулы

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\cos\nu}, \quad p = a(1-e^2),$$

откуда следует

$$e\cos\nu = \frac{p}{r} - 1. \tag{3}$$

Для истинной аномалии в начальный момент времени получим

$$e\cos\nu_0 = \frac{\beta^2 æ^2 \sin^2\eta}{V_I^2 R_0} - 1 = \beta^2 \sin^2\eta - 1 = e\cos\omega. \tag{4}$$

Продифференцируем по времени равенство (3)

$$-e\sin\nu \frac{d\nu}{dt} = -\frac{p}{r^2}\frac{dr}{dt}$$

и подставим в него интеграл площадей и производную расстояния по времени

$$r^2 \frac{d\nu}{dt} = æ\sqrt{a(1-e^2)}, \quad \frac{dr}{dt} = \upsilon\cos(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{r},$$

тогда получаем

$$e\sin\nu = \frac{\sqrt{p}}{æ}\frac{(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{r},$$

а для начального момента времени

$$e\sin\nu_0 = \frac{\beta æ \sin\eta}{V_I R_0 æ} \beta V_I R_0 \cos\eta = \beta^2 \sin\eta\cos\eta = -e\sin\omega. \tag{5}$$

В неподвижной системе отсчета, связанной с диском, траектория движения каждой выброшенной частицы будет иметь вид

$$\mathbf{r} = r(\cos u, \cos i \sin u, \sin i \sin u),$$

$$r = \frac{p}{1+e\cos\nu} = \frac{p}{1+e\cos u\cos\omega + e\sin u\sin\omega}. \tag{6}$$

Аргумент широты u, являющийся параметром в формуле, изменяется от 0 до π включительно в эллиптическом случае и до $\max\left\{\pi, \pi+\omega-\arcsin\frac{\sqrt{e^2-1}}{e}\right\}$, не включая границу в гиперболическом случае.

В разные моменты времени частицы вылетают из разных точек пространства. Вещество, выброшенное время Δt назад, движется по траекториям, повернутым на угол $-\theta=-W\Delta t$ вокруг оси Oz, где

$$\Delta t=t-t_0=t(\nu)-t(\nu_0).$$

Буквой t обозначено время, прошедшее с момента прохождения перицентра.

Для получения угла θ используем связь между истинной аномалией ν и эллиптической аномалией E:

$$r\sin\nu=a\sqrt{1-e^2}\sin E,\quad r\cos\nu=a(\cos E-e),\quad r=a(1-e\cos E), \tag{7}$$

выразим $\cos E$ и $\sin E$:

$$\cos E=\frac{\cos\nu+e}{1+e\cos\nu}=\frac{\cos u\cos\omega+\sin u\sin\omega+e}{1+e(\cos u\cos\omega+\sin u\sin\omega)},$$
$$\sin E=\frac{\sqrt{1-e^2}\sin\nu}{1+e\cos\nu}=\frac{\sqrt{1-e^2}\,(\sin u\cos\omega-\cos u\sin\omega)}{1+e(\cos u\cos\omega+\sin u\sin\omega)}. \tag{8}$$

Для начального момента времени t_0 с учетом (4) и (5) получим

$$\cos E_0=\frac{\cos\omega+e}{1+e\cos\omega}=\frac{\beta^2-1}{\sqrt{1+\beta^2\left(\beta^2-2\right)\sin^2\eta}},$$
$$\sin E_0=\frac{-\sqrt{1-e^2}\sin\omega}{1+e\cos\omega}=\frac{\sqrt{2-\beta^2}\,\beta\cos\eta}{\sqrt{1+\beta^2\left(\beta^2-2\right)\sin^2\eta}}. \tag{9}$$

Мы считаем, что эксцентрическая аномалия в начальный момент времени заключена в границах от $-\pi/2$ до $\pi/2$ ($\cos E_0>0$).

Время, прошедшее с момента прохождения перицентра, выразим из уравнения Кеплера, в эллиптическом случае оно имеет вид

$$t=\frac{E-e\sin E}{æ}|a|^{3/2}, \tag{10}$$

а в гиперболическом

$$t=\frac{e\,\mathrm{sh}\,H-H}{æ}|a|^{3/2}, \tag{11}$$

где H - аналог эксцентрической аномалии для движения по гиперболе.

С учетом вышесказанного, образующаяся спираль описывается параметрической формулой

$$\mathbf{r}=\frac{R_0\,\beta^2\sin^2\eta}{B}\begin{pmatrix}\cos\alpha\sin u\sin\theta+\cos u\cos\theta\\ \cos\alpha\sin u\cos\theta-\cos u\sin\theta\\ \sin\alpha\sin u\end{pmatrix}, \tag{12}$$

где

$$B=1+\left(\beta^2\sin^2\eta-1\right)\cos u-\beta^2\sin\eta\cos\eta\sin u, \tag{13}$$

в эллиптическом случае $u\in[0,\pi]$, а угол θ выражается по формуле

$$\theta=\frac{W}{æ}\left(\frac{R_0}{2-\beta^2}\right)^{3/2}\left[E-e\sin E-\arcsin\frac{\sqrt{2-\beta^2}\beta\cos\eta}{e}+\sqrt{2-\beta^2}\beta\cos\eta+\right.$$
$$\left.+\Theta\left(u-\operatorname{atan}_2\left(-\frac{\beta^2\sin\eta\cos\eta}{e},\frac{\beta^2\sin^2\eta-1}{e}\right)\right)\Theta(-E)2\pi\right], \tag{14}$$

где

$$E=\operatorname{atan}_2\left(\frac{\sqrt{2-\beta^2}\beta\sin\eta\left(\left(\beta^2\sin^2\eta-1\right)\sin u+\beta^2\sin\eta\cos\eta\cos u\right)}{eB},\right.$$
$$\left.\frac{\left(\beta^2\sin^2\eta-1\right)\cos u-\beta^2\sin\eta\cos\eta\sin u+1+\beta^2\left(\beta^2-2\right)\sin^2\eta}{eB}\right),$$

а

$$e=\sqrt{1+\beta^2\left(\beta^2-2\right)\sin^2\eta}.$$

В данной формуле $\operatorname{atan}_2(\sin,\cos)$ - функция, возвращающая значение угла по его синусу и косинусу в диапазоне $[-\pi,\pi)$, а $\Theta(x)=\begin{cases}1, & x\ge 0\\ 0, & x<0\end{cases}$ - функция Хевисайда. Сложность данного выражения вызвана широким диапазоном возможных значений E, в зависимости от параметров β и η.

В гиперболическом случае из аналогичных соображений можно получить более простую формулу

$$\theta=\frac{W}{æ}\left(\frac{R_0}{\beta^2-2}\right)^{3/2}\left[\frac{\sqrt{\beta^2-2}\beta\sin\eta\left(\left(\beta^2\sin^2\eta-1\right)\sin u+\beta^2\sin\eta\cos\eta\cos u\right)}{B}-\right.$$
$$-\operatorname{arsh}\left(\frac{\sqrt{\beta^2-2}\beta\sin\eta\left(\left(\beta^2\sin^2\eta-1\right)\sin u+\beta^2\sin\eta\cos\eta\cos u\right)}{B\sqrt{1+\beta^2\left(\beta^2-2\right)\sin^2\eta}}\right)+ \tag{15}$$
$$\left.+\operatorname{arsh}\left(\frac{\sqrt{\beta^2-2}\beta\cos\eta}{\sqrt{1+\beta^2\left(\beta^2-2\right)\sin^2\eta}}\right)-\sqrt{\beta^2-2}\beta\cos\eta\right].$$

На рис.1 и 2 представлены графики этой спирали для разных параметров истечения вещества.

Полученная выше спираль вращается вместе со звездой, в результате между наблюдателем и звездой оказываются разные участки спирали, что дает переменность абсорбционных компонент с периодом, равным периоду обращения звезды.

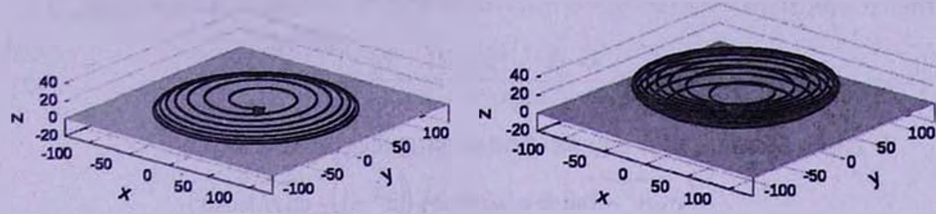

Рис.1. Графики спирали в эллиптическом случае выброса при $\beta = 1.36$ и $\alpha = 30^\circ$. Угол η равен 90° для левого графика и 75° для правого.

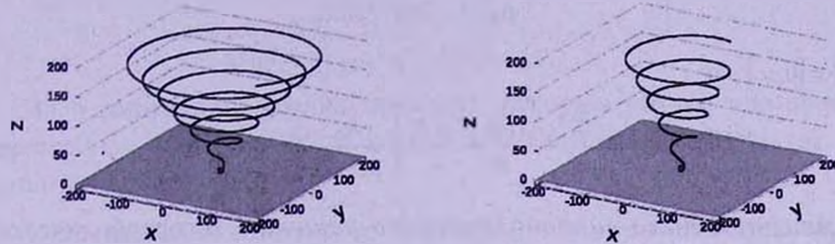

Рис.2. Графики спирали в гиперболическом случае выброса при $\beta = 1.6$ и $\alpha = 60^\circ$. Угол η равен 90° для левого графика и 70° для правого.

3. *Ортогональный случай.* Для случая ортогонального выброса ($\eta = \pi/2$) формулу можно заметно упростить, учтем, что при ортогональном выбросе движение начинается из перицентра орбиты, вследствие чего $E_0 = H_0 = 0$, аргумент перицентра $\omega = 0$, истинная аномалия совпадает с аргументом широты ($\nu = u$), а траекторию проще параметризовать через аномалии E и H в эллиптическом и гиперболическом случаях соответственно.

Формулу (12) можно переписать в виде

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} r\sin\nu\cos\alpha\sin\theta + r\cos\nu\cos\theta \\ r\sin\nu\cos\alpha\cos\theta - r\cos\nu\cos\theta \\ r\sin\nu\sin\alpha \end{pmatrix}.$$

Подставив в нее соотношения (7) и, проведя некоторые тригонометрические преобразования, получим для эллиптического выброса

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} a\sqrt{1-e^2}\sin E\cos\alpha\sin\theta + a(\cos E - e)\cos\theta \\ a\sqrt{1-e^2}\sin E\cos\alpha\cos\theta - a(\cos E - e)\sin\theta \\ a\sqrt{1-e^2}\sin E\sin\alpha \end{pmatrix} =$$

$$= \frac{R_0}{2-\beta^2}\begin{pmatrix} \beta\sqrt{2-\beta^2}\sin E\cos\alpha\sin\theta + \left(\cos E - \left(\beta^2 - 1\right)\right)\cos\theta \\ \beta\sqrt{2-\beta^2}\sin E\cos\alpha\cos\theta - \left(\cos E - \left(\beta^2 - 1\right)\right)\sin\theta \\ \beta\sqrt{2-\beta^2}\sin E\sin\alpha \end{pmatrix}, \tag{16}$$

где $E \in [0, \pi]$, а

$$\theta = W \frac{E - (\beta^2 - 1)\sin E}{æ} \left(\frac{R_0}{2 - \beta^2} \right)^{3/2}. \tag{17}$$

В гиперболическом случае формула имеет похожий вид:

$$\mathbf{r} = \frac{R_0}{\beta^2 - 2} \begin{pmatrix} \beta\sqrt{\beta^2 - 2}\,\mathrm{sh}\,H \cos\alpha \sin\theta + \left((\beta^2 - 1) - \mathrm{ch}\,H\right)\cos\theta \\ \beta\sqrt{\beta^2 - 2}\,\mathrm{sh}\,H \cos\alpha \cos\theta - \left((\beta^2 - 1) - \mathrm{ch}\,H\right)\sin\theta \\ \beta\sqrt{\beta^2 - 2}\,\mathrm{sh}\,H \sin\alpha \end{pmatrix}, \tag{18}$$

где $H \in [0, \infty]$, а

$$\theta = W \frac{(\beta^2 - 1)\mathrm{sh}\,H - H}{æ} \left(\frac{R_0}{\beta^2 - 2} \right)^{3/2}. \tag{19}$$

4. *Асимптотика гиперболического решения*. В гиперболическом случае существует асимптотика решения. При больших значениях H спираль ложится на конус со звездой в вершине.

Мы будем использовать то обстоятельство, что $\mathrm{sh}H$ и $\mathrm{ch}H$ очень быстро возрастают с увеличением H и, кроме того, при больших положительных значениях аргумента H можно заменить $\mathrm{sh}H$ на $\mathrm{ch}H$.

$$x^2 + y^2 = \cos^2\alpha (r \sin u)^2 + (r \cos u)^2 =$$

$$= \frac{1}{e^2}\left[\cos^2\alpha (r \sin\nu\, e \cos\omega + r \cos\nu\, e \sin\omega)^2 + (r \cos\nu\, e \cos\omega - r \sin\nu\, e \sin\omega)^2\right] =$$

$$= \frac{|a|^2 \mathrm{sh}^2 H}{e^2}\left[\cos^2\alpha\left(\beta \sin\eta \sqrt{\beta^2 - 2}(\beta^2 \sin^2\eta - 1) + \beta^2 \sin\eta\cos\eta\right)^2 + \right.$$

$$\left. + \left((1 - \beta^2 \sin^2\eta) + \beta^3 \sin^2\eta \cos\eta \sqrt{\beta^2 - 2}\right)^2\right],$$

$$z^2 = \sin^2\alpha (r \sin\nu \cos\omega + r \cos\nu \sin\omega)^2 =$$

$$= \frac{|a|^2 \mathrm{sh}^2 H}{e^2}\left[\sin^2\alpha\left(\beta \sin\eta \sqrt{\beta^2 - 2}(\beta^2 \sin^2\eta - 1) + \beta^2 \sin\eta\cos\eta\right)^2\right].$$

Из этого следует, что спираль ложится на конус, описываемый уравнением:

$$\frac{x^2 + y^2}{\cos^2\alpha\left(\beta \sin\eta \sqrt{\beta^2 - 2}(\beta^2 \sin^2\eta - 1) + \beta^2 \sin\eta\cos\eta\right)^2 + \left((1 - \beta^2 \sin^2\eta) + \beta^3 \sin^2\eta \cos\eta \sqrt{\beta^2 - 2}\right)^2} -$$

$$- \frac{z^2}{\sin^2\alpha\left(\beta \sin\eta \sqrt{\beta^2 - 2}(\beta^2 \sin^2\eta - 1) + \beta^2 \sin\eta\cos\eta\right)^2} = 0. \tag{20}$$

В ортогональном случае асимптотика гиперболического решения имеет вид:

$$\mathrm{r} = \frac{R_0}{\beta^2 - 2}\begin{pmatrix} \beta\sqrt{\beta^2 - 2}\,\mathrm{sh}\,H\cos\alpha\sin\theta - \mathrm{sh}\,H\cos\theta \\ \beta\sqrt{\beta^2 - 2}\,\mathrm{sh}\,H\cos\alpha\cos\theta + \mathrm{sh}\,H\sin\theta \\ \beta\sqrt{\beta^2 - 2}\,\mathrm{sh}\,H\sin\alpha \end{pmatrix}.$$

Такая спираль лежит на поверхности конуса, описываемого уравнением

$$\frac{x^2 + y^2}{1 + \beta^2\left(\beta^2 - 2\right)\cos^2\alpha} - \frac{z^2}{\beta^2\left(\beta^2 - 2\right)\sin^2\alpha} = 0. \tag{21}$$

Из асимптотики гиперболического решения видно, что возможно пересечение большого числа витков спирали, дающее в спектре много линий поглощения.

5. *Расширение спирали со звуковой скоростью*. Наиболее простой способ расчета сечения спирали меридианной плоскостью основан на предположении, что расширение спирали происходит со звуковой скоростью. Тогда сечение спирали будет кругом радиуса $\rho = ct$, где время t получается по одной из формул (14), (15), (17) и (19), из которых нужно исключить множитель W, а скорость звука c, считающаяся постоянной, находится из формулы

$$c = \sqrt{\frac{\gamma_g \mathcal{R}}{\mu}}\sqrt{T},$$

где γ_g - показатель адиабаты (5/3 для одноатомных газов), $\mathcal{R}$ - универсальная газовая постоянная, μ - молярная масса газа, T - температура.

Как видно из формулы, скорость газа пропорциональна корню из температуры. С учетом точности данных о температуре аккреционного диска и точности требуемых нам оценок, допущение о постоянстве скорости звука в струе можно считать обоснованным.

6. *Расширение спирали из-за дисперсии скоростей*. Описанный выше способ расчета сечения спирали хорошо подходит для плотных потоков, для потоков с меньшей плотностью расширение лучше моделировать пучком траекторий, выпущенных из одной точки с разными скоростями. В таком случае мы к скорости выброса $\mathbf{V}_0$ прибавляем среднеквадратическую характерную скорость теплового движения $\mathbf{V}_\tau$, описываемую формулой

$$V_\tau = \sqrt{\frac{3\mathcal{R}}{\mu}}\sqrt{T}.$$

Получаемая скорость теплового движения близка к скорости звука. Это приводит к схожим результатам на ранней стадии расширения. Для удобства дальнейших выкладок, тепловую скорость хорошо представить в единицах круговой скорости $V_\tau = \gamma V_I$. Мы считаем направления тепловой скорости равновероятными, тогда

$$\mathbf{V}_\tau = \gamma V_I (\cos\varphi, \cos\lambda\sin\varphi, \sin\lambda\sin\varphi),$$

где $\varphi \in [0, \pi]$, а $\lambda \in [-\pi, \pi]$.

Похожая задача решалась Орловым и Холшевниковым [18-20] для выброса пыли с поверхности астероида. Далее мы будем использовать некоторые обозначения и приемы, схожие с описанными в этих работах.

Начальная скорость на каждой из рассматриваемых траекторий имеет вид

$$\mathbf{V} = V_I (\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi, \beta\cos\alpha\sin\eta + \gamma\cos\lambda\sin\varphi, \beta\sin\alpha\sin\eta + \gamma\sin\lambda\sin\varphi),$$
$$V^2 = V_I^2\left(\beta^2 + \gamma^2 + 2\beta\gamma\left(\cos\eta\cos\varphi + \sin\eta\sin\varphi\cos(\alpha - \lambda)\right)\right).$$

Интегралы движения примут вид

$$h = \left(V^2 - \frac{2\text{æ}^2}{R_0}\right)\frac{1}{\text{æ}} = \left(\beta^2 + \gamma^2 + 2\beta\gamma\left(\cos\eta\cos\varphi + \sin\eta\sin\varphi\cos(\alpha - \lambda)\right) - 2\right)\frac{V_I^2}{\text{æ}^2},$$

$$\mathbf{c} = \frac{\mathbf{R}_0 \times \mathbf{V}}{\text{æ}} = \frac{R_0 V_I}{\text{æ}}(0, -\beta\sin\alpha\sin\eta - \gamma\sin\lambda\sin\varphi, \beta\cos\alpha\sin\eta + \gamma\cos\lambda\sin\varphi), \tag{22}$$

$$c = \frac{\text{æ}}{V_I}\sqrt{\beta^2\sin^2\eta + \gamma^2\sin^2\varphi + 2\beta\gamma\sin\eta\sin\varphi\cos(\alpha - \lambda)}.$$

Введем обозначение

$$A = \sqrt{\beta^2\sin^2\eta + \gamma^2\sin^2\varphi + 2\beta\gamma\sin\eta\sin\varphi\cos(\alpha - \lambda)}, \tag{23}$$

тогда интегралы движения можно переписать так:

$$h = \frac{V_I^2}{\text{æ}^2}\left(A^2 + (\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)^2 - 2\right), \quad c = \frac{\text{æ}}{V_I}A. \tag{24}$$

Как и в случае идеально тонкой спирали, теперь получим соотношения для элементов орбиты:

$$p = c^2 = \frac{\text{æ}^2}{V_I^2}A^2 = R_0 A^2, \quad e = \sqrt{1 + hc^2} = \sqrt{1 + A^2\left(A^2 + (\beta\cos\eta + \lambda\cos\varphi)^2 - 2\right)},$$

$$a = -h^{-1} = \frac{R_0}{2 - A^2 - (\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)^2}, \quad \Omega = u_0 = 0, \quad \omega = -\nu_0, \tag{25}$$

$$e\cos\nu_0 = \frac{p}{R_0} - 1 = A^2 - 1, \quad e\sin\nu_0 = \frac{\sqrt{p}}{\text{æ}}\frac{\mathbf{R}_0, \mathbf{V}}{R_0} = A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi),$$

Наклон орбиты связан с интегралом площадей соотношениями:

$$\mathbf{c}_y = -c\sin i\cos\Omega = -c\sin i, \quad \mathbf{c}_z = c\cos i,$$

из которых получаем

$$\cos i = \frac{\beta\cos\alpha\sin\eta + \gamma\cos\lambda\sin\varphi}{A}, \quad \sin i = \frac{\beta\sin\alpha\sin\eta + \gamma\sin\lambda\sin\varphi}{A}. \tag{26}$$

Выражения для эксцентрической аномалии в данном случае будут выглядеть так:

$$\sin E_0 = \frac{\sqrt{1-e^2}(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)}{eA},$$
$$\sin E = \frac{\sqrt{1-e^2}\left(\left(A^2-1\right)\sin u + A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\cos u\right)}{eB}, \tag{27}$$
$$\cos E = \frac{\left(A^2-1\right)\cos u - A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\sin u + e^2}{eB},$$
$$B = 1 + \left(A^2-1\right)\cos u - A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\sin u.$$

Выведенных соотношений достаточно для параметрического задания траектории в эллиптическом случае:

$$\mathbf{r} = \frac{R_0 A^2}{B}\begin{pmatrix}\cos i\sin u\sin\theta + \cos u\cos\theta\\ \cos i\sin u\cos\theta - \cos u\sin\theta\\ \sin i\sin u\end{pmatrix}, \tag{28}$$

$$A = \sqrt{\beta^2\sin^2\eta + \gamma^2\sin^2\varphi + 2\beta\gamma\sin\eta\sin\varphi\cos(\alpha - \lambda)},$$
$$B = 1 + \left(A^2-1\right)\cos u - A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\sin u,$$
$$C = \frac{W}{æ}\left(\frac{R_0}{\left|A^2 + (\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)^2 - 2\right|}\right)^{3/2},$$
$$\cos i = \frac{\beta\cos\alpha\sin\eta + \gamma\cos\lambda\sin\varphi}{A}, \quad \sin i = \frac{\beta\sin\alpha\sin\eta + \gamma\sin\lambda\sin\varphi}{A},$$
$$e = \sqrt{1 + A^2\left(A^2 + (\beta\cos\eta + \lambda\cos\varphi)^2 - 2\right)},$$
$$\theta = C\left[\frac{\sqrt{1-e^2}}{A}(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi) - \arcsin\frac{\sqrt{1-e^2}(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)}{eA} + E - \right. \tag{29}$$
$$\left. - e\sin E + \Theta(-E)\Theta\left(u - atan_2\left(-\frac{A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)}{e}, \frac{A^2-1}{e}\right)\right)2\pi\right],$$
$$E = \mathrm{atan}_2\left(\frac{\sqrt{1-e^2}\left(\left(A^2-1\right)\sin u + A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\cos u\right)}{eB}, \right.$$
$$\left. \frac{\left(A^2-1\right)\cos u - A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\sin u + e^2}{eB}\right).$$

В гиперболическом случае соотношение для θ проще:

$$\theta = C\left[\frac{\sqrt{e^2-1}\left(\left(A^2-1\right)\sin u + A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\cos u\right)}{B} - \right.$$
$$- \operatorname{arsh}\left(\frac{\sqrt{e^2-1}\left(\left(A^2-1\right)\sin u + A(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\cos u\right)}{eB}\right) + \qquad (30)$$
$$\left. + \operatorname{arsh}\left(\frac{\sqrt{e^2-1}(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)}{eA}\right) - \frac{\sqrt{e^2-1}}{A}(\beta\cos\eta + \gamma\cos\varphi)\right].$$

Мы считаем, что $\gamma < \beta - 1$ и все частицы ускорились. Следует отметить, что при β близких к $\sqrt{2}$ возможна ситуация, когда часть траекторий являются эллиптическими, а часть - гиперболическими. Мы не видим в этом случае существенных проблем и при численном моделировании разграничиваем эти траектории, сравнивая по модулю V и $\sqrt{2}V_l$. В данной модели спиральные ветви быстрее расширяются на больших расстояниях от звезды.

Рассмотренные механизмы расширения струи по разному влияют на изменение сечения спирали с удалением от звезды и могут действовать одновременно. Это должно сказываться на глубине абсорбционных компонент, образующихся на разных витках спирали. Вопрос расширения спирали следует рассмотреть более подробно при обработке данных

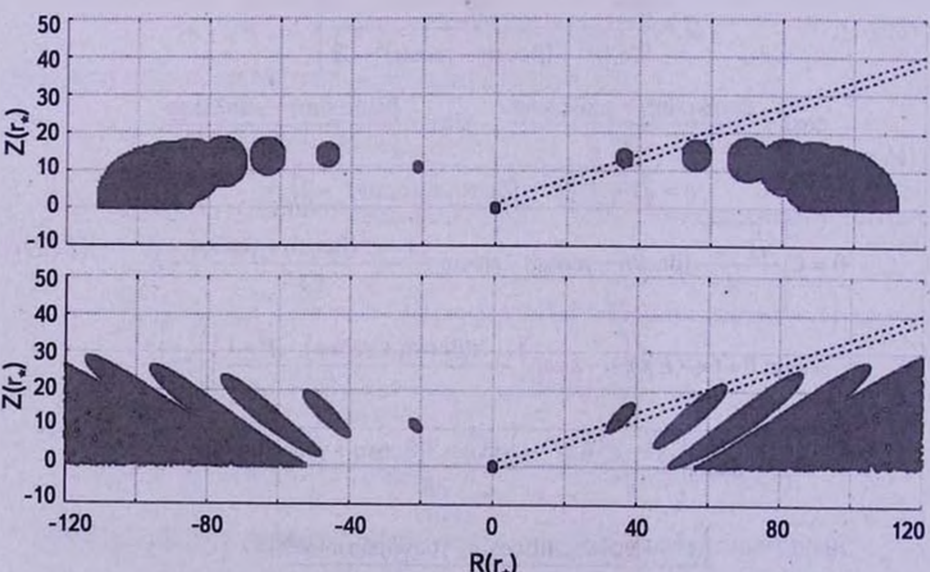

Рис.3. Сечение меридианной плоскостью спирали в эллиптическом случае со звуковым расширением (вверху) и расширением за счет дисперсии скоростей (внизу). Для данного сечения $\beta = 1.35$, $\eta = 90^\circ$. Пунктиром показан опирающийся на диск звезды канал в направлении на наблюдателя. r_* - радиус звезды.

спектрального мониторинга звезд.

Сечения спирали для различных механизмов расширения для эллиптического случая изображены на рис.3 и 4, а для гиперболического случая на рис.5.

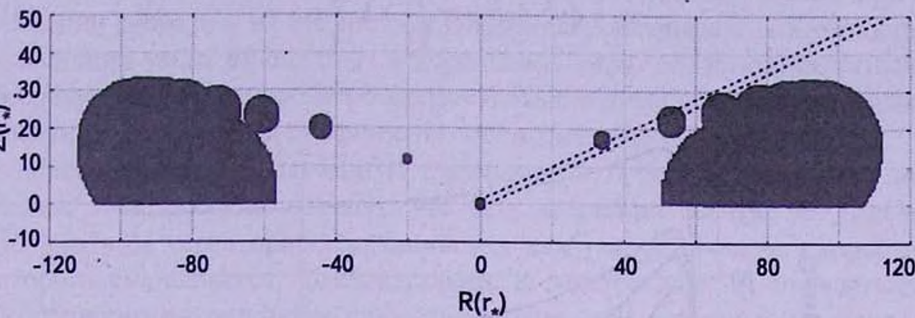

Рис.4. Сечение меридианной плоскостью для модели звукового расширения при эллиптическом выбросе с углом $\eta = 80^\circ$.

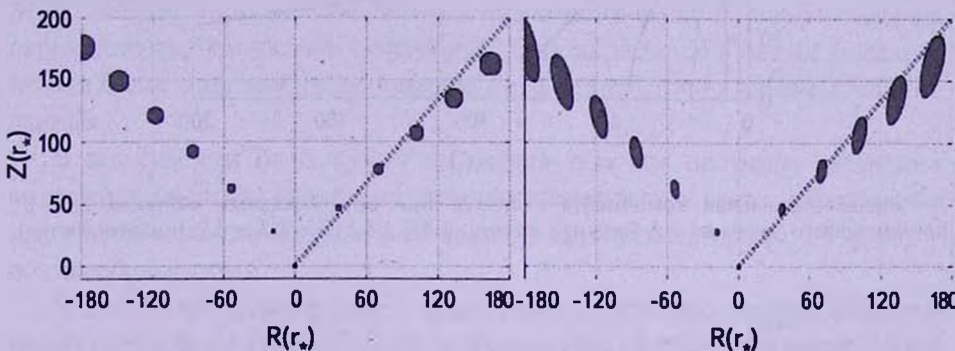

Рис.5. Сечение меридианной плоскостью спирали в гиперболическом случае со звуковым расширением (слева) и расширением за счет дисперсии скоростей (справа). Для данного сечения $\beta = 1.6$, $\eta = 90^\circ$.

7. *Скорость движения.* При рассмотрении дискретных абсорбционных компонент, возникающих в ветвях спирали, важно значение радиальной скорости движения вещества в данной части спирали, поскольку в связи с эффектом Доплера абсорбционные линии в спектре будут смещаться пропорционально этой скорости, из-за чего в спектре мы увидим не одну линию поглощения, получившуюся слиянием нескольких, возникших при всех пересечениях спирали лучом зрения, а несколько различных дискретных компонент, расположение которых будет меняться со временем.

Из интеграла площадей получаем трансверсальную компоненту скорости

$$v_t = \frac{æ c}{r},$$

а из интеграла энергии полную скорость

$$\upsilon^2 = æ^2\left(\frac{2}{r}+h\right),$$

что дает нам соотношение для радиальной скорости

$$\upsilon_r = \sqrt{\upsilon^2 - \upsilon_t^2} = æ\sqrt{\frac{2}{r}+h-\frac{c^2}{r^2}}. \qquad (31)$$

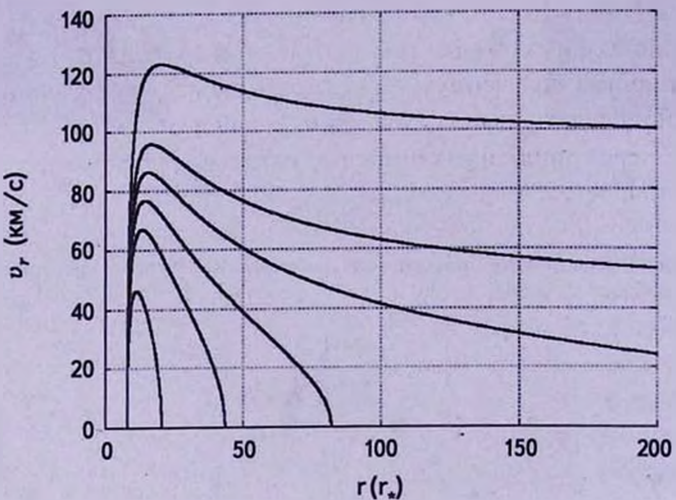

Рис.6. Радиальная компонента скорости при ортогональных выбросах для β, принимающего значения 1.6 (верхняя линия), 1.45, 1.4, 1.35, 1.3 и 1.2 (нижняя линия).

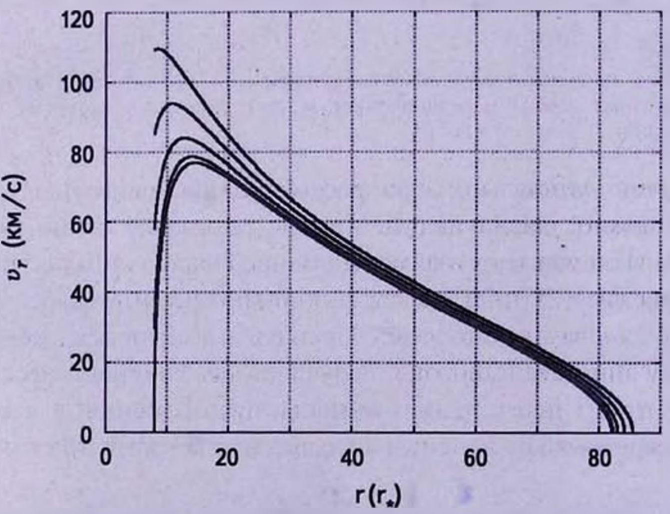

Рис.7. Радиальная компонента скорости при постоянном значении β и различных углах выброса η, изменяющимся от 50° (верхняя линия) до 90° (нижняя линия) с шагом в 10°.

Эта формула позволяет как непосредственно получать зависимость скорости от расстояния до звезды, так и выражать ее через аномалии или аргумент широты. На рис.6 и 7 показаны зависимости радиальной скорости от расстояния до звезды при разных значениях параметров.

8. *Выводы.* Рассчитанные в данной работе в баллистическом приближении спирали и их сечения качественно демонстрируют возможность объяснения узких смещенных в коротковолновую область дискретных абсорбционных компонент в линиях резонансного дублета натрия в спектрах некоторых молодых звезд эффектом магнитного пропеллера.

Проанализировав полученную зависимость скорости от расстояния до звезды, можно сделать вывод, что при вращении звезды мы будем наблюдать ее через приближающийся к нам газ, радиальная скорость которого уменьшается. Следовательно, в спектре должны появляться абсорбционные компоненты с большим смещением, которое будет уменьшаться со временем. При этом у компонент с большим смещением должно наблюдаться более быстрое движение по спектру. При наблюдениях MWC 480 [6] у сильно смещенных компонент была замечена большая переменность, чем у слабо смещенных. Это согласуется с нашей моделью, но для более определенных выводов пока недостаточно наблюдательных данных.

В зависимости от скорости истечения газа мы получаем различные возможные скорости для абсорбционных компонент. У части наблюдаемых звезд более вероятно истечение по эллиптическим траекториям, а у других - по гиперболическим.

В описанной выше модели не рассматривается этап разгона вещества магнитосферой, на котором также возможно образование нескольких витков спирали. Следовательно, при детальном изучении явления может потребоваться более глубокий анализ, учитывающий влияние магнитного поля звезды. Чтобы определить, в какой именно части спирали образуются линии поглощения, требуется детальный спектроскопический мониторинг звезд. На его основе, возможно, удастся получить новые данные как о самих звездах, так и о магнитных полях и их взаимодействии с аккреционными дисками.

В заключение следует отметить, что полученные аналитические решения могут быть использованы не только для решения вышеописанной задачи, но и при моделировании потоков вещества, выбрасываемых любым вращающимся источником. Это могут быть дисковые ветры и узкоколлимированные джеты в двойных системах и ядрах активных галактик.

Автор выражает искреннюю благодарность В.П.Гринину за постановку задачи и полезные обсуждения работы, К.В.Холшевникову за консультации по небесной механике и С.А.Орлову за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-02-05399.

[1] Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: sgshulman@gmail.com
[2] Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

INTERACTION OF AN ACCRETION DISC WITH A MAGNETOSPHERE: THE PROPELLER REGIME IN THE BALLISTIC APPROACH

S.G.SHULMAN[1,2]

In the work the form of gas spirals formed in the propeller regime of the interaction of an accretion disk with a magnetosphere is examined in the ballistic approach. The problem is solved analytically. Diagrams demonstrating the spirals and their sections are given. Conclusions about the possible impact of the propeller regime to the observed spectrum of the stars are drawn.

Key words: *stars: magnetosphere: accretion disc: ballistic approach*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Konigl, R.Salmeron*, in "Physical Processes in Circumstellar Disks around Young Stars", Ed. by P.J.V.Garcia, University of Chicago Press, 2011, p.283, 2010.
2. *L.Hartmann, R.Hewett, N.Calvet*, Astrophys. J., **426**, 669, 1994.
3. *F.Shu, J.Najita, E.Ostriker et al.*, Astrophys. J., **429**, 781, 1994.
4. *M.M.Romanova, G.V.Ustuugova, A.V.Koldoba, R.V.E.Lovelace*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **399**, 1802, 2009.
5. *И.С.Потравнов, В.П.Гринин, И.В.Ильин*, Астрофизика, **56**, 493, 2013, (Astrophysics, **56**, 453, 2013).
6. *О.В.Козлова, В.П.Гринин, Г.А.Чунтонов*, Астрофизика, **46**, 331, 2003, (Astrophysics, **46**, 265, 2003).
7. *B.Reipurth, L.Hartmann, S.J.Kenyon et al.*, Astron. J., **124**, 2194, 2002.
8. *G.H.Herbig*, Astron. J., **135**, 637, 2008.
9. *G.H.Herbig*, Astrophys. J., **138**, 448, 2009.

10. *U.Bastian*, *R.Mundt*, Astron. Astrophys., **144**, 57, 1985.
11. *N.G.Beskrovnaya*, *M.A.Pogodin*, Astron. Astrophys., **414**, 955B, 2004.
12. *В.П.Гринин*, *И.С.Потравнов*, *И.В.Ильин*, *С.Г.Шульман*, Письма в Астрон. ж., 2015, (готовится к печати).
13. *A.F.Illarionov*, *R.A.Sunyaev*, Astron. Astrophys., **39**, 185, 1975.
14. *Р.А.Сюняев*, *Н.И.Шакура*, Письма в Астрон. ж., **3**, 262, 1977, (Sov. Astron. Lett., **3**, 138, 1977).
15. *A.C.Raga*, *A.Esquivel*, *P.F.Velázquez et al.*, Astrophys. J., **707**, L6, 2009.
16. *L.V.Tambovtseva*, *V.P.Grinin*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **387**, 1313, 2008.
17. *М.Ф.Субботин*, Введение в теоретическую астрономию, М., Наука, 1968.
18. *С.А.Орлов*, *К.В.Холшевников*, Астрон. вестн., **42**, 99, 2008, (Solar System Research, **42**, 91, 2008).
19. *С.А.Орлов*, *К.В.Холшевников*, Астрон. вестн., **46**, 223, 2012, (Solar System Research, **46**, 208, 2012).
20. *S.A.Orlov*, *K.V.Kholshevnikov*, Celest. Mech. Dyn. Astr., **116**, 35, 2013.