

О ДВИЖЕНИИ ГАЗА В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Ю. П. КОРОВЯКОВСКИЙ

Поступила 19 января 1968

Рассчитываются траектория газовых потоков в тесных двойных системах в трехмерном случае при учете динамических эффектов газового давления. Получены координаты точки встречи газового потока с оболочкой главной звезды. Скорости встречи газового потока с оболочкой заключены в пределах $200-300 \text{ км.сек}^{-1}$ для модели I и $900-1000 \text{ км.сек}^{-1}$ для модели II.

Спектроскопические исследования ряда двойных звезд позволили установить существование в этих системах потоков газа, текущего от одного компонента системы к другому. Наблюдения [1, 2] показывают, что скорость газовых потоков доходит до $700-900 \text{ км/сек}$. Газовая струя входит в оболочку звезды, и в результате столкновения образуется разогретая область — так называемое „горячее пятно“ [3—5].

В связи с предполагавшейся важной ролью газовых потоков в эволюции тесных двойных систем расчеты движения газа в этих системах производились многими авторами [6—10]. Однако до сих пор движение частиц в потоке рассматривалось как движение материальных точек, не взаимодействующих между собой. Поскольку в действительности поток является газовым, то есть его частицы взаимодействуют, то при соответствующих ему значениях плотности ($10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и температуры ($10\,000 - 15\,000 \text{ °K}$) давление газа должно играть существенную роль в динамике потока.

В настоящей заметке излагаются некоторые результаты расчетов трехмерного движения струи газа в системе двух гравитирующих центров, вращающихся вокруг центра тяжести системы при учете газодинамических эффектов. Роль последних оценивается в автотомельном приближении.

Обычно при подобных расчетах считают, что потеря вещества спутником происходит из внутренней точки Лагранжа L_2 (если второй компонент заполняет поверхность нулевых скоростей) [6, 9], либо из той точки поверхности спутника, которая лежит по линии, соединяющей центры компонентов [7]. В этих случаях энергия, необходимая для отрыва вещества, минимальна. Мы сделаем аналогичное предположение и будем считать, что поток газа вначале обладает цилиндрической симметрией и начальный радиус его равен R_0 .

Для того, чтобы учесть взаимодействие частиц при движении газового потока в двойной системе, сперва рассмотрим процесс разлета газового цилиндра в вакуум, не принимая во внимание массовые силы. Решая задачу о разлете газового цилиндра в пустоту, примем, что распределение по радиусу всех газодинамических величин строго автомодельно. Указанный класс решений характеризуется линейным распределением скорости частиц по радиусу [11]

$$u = R \frac{r}{R}, \quad (1)$$

где R — радиус цилиндра в данный момент времени, r — расстояние точки от оси симметрии цилиндра.

Далее сделаем предположение об изэнтропичности разлета. Тогда давление газа p и плотность его ρ связаны соотношением

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = A = \text{const}, \quad (2)$$

где A — энтропийная константа и $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей.

Используя уравнение движения

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (3)$$

и соотношение (1), получим профили давления и плотности в виде

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_c \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \\ p &= A \rho_c^\gamma \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ρ_c — плотность газа на оси симметрии цилиндра.

Аналогичные соотношения получены в [11] для газового шара.

Подставляя (4) в уравнение (3), получим уравнение движения границы цилиндра в виде

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = 2A \frac{\gamma}{\gamma - 1} \rho_c^{\gamma-1} \frac{1}{R}. \quad (5)$$

Ограничимся далее рассмотрением траекторий движения частиц газа, относящихся к границе цилиндра.

Рассматривая теперь газовый цилиндр в системе 2-х гравитационных центров, вращающихся вокруг центра тяжести системы, будем считать, что движение частицы газа, находящейся на границе цилиндра, складывается из двух движений: во-первых, из движения, обусловленного действием тяготения, силы Кориолиса и центробежной силы и, во-вторых, из движения, которое вызвано действием некоторой силы $\bar{F}_{\text{газ}}$, сообщающей частице ускорение в соответствии с уравнением (5).

Выберем систему координат x, y, z таким образом, что начало координат совпадает с центром спутника, ось z перпендикулярна орбитальной плоскости, а ось x направлена в центр главной звезды. Находя проекции силы $\bar{F}_{\text{газ}}$ на оси x, y, z и подставляя их в уравнения движения, получим, что движение газовых частиц, принадлежащих границе цилиндра, определяется следующими уравнениями:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{d\tau^2} - 2 \frac{dy}{d\tau} = \frac{\partial C}{\partial x}, \\ \frac{d^2 y}{d\tau^2} + 2 \frac{dx}{d\tau} = \frac{\partial C}{\partial y} + Q \frac{y - y_0}{z^2 + (y - y_0)^2}, \\ \frac{d^2 z}{d\tau^2} = \frac{\partial C}{\partial z} + Q \frac{z}{z^2 + (y - y_0)^2}, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$C = \frac{1}{1+q} \cdot \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{q}{1+q} \cdot \frac{1}{\sqrt{(x-a_0)^2 + y^2 + z^2}} + \\ + \left(x - \frac{q}{1+q}\right)^2 + y^2,$$

$$q = \frac{m_2}{m_1}, \quad \tau = \omega_{\text{обр}} \cdot t,$$

$\omega_{\text{обр}} \text{ сек}^{-1}$ — угловая скорость обращения по орбите спутника,

$$Q = 2 \frac{\gamma}{\gamma - 1} A \rho_c^{\gamma-1} \frac{1}{a_0^2 \omega_{\text{обр}}^2},$$

a_0 — расстояние между центрами компонент, y_0 — ордината той точки оси симметрии в момент τ , которая в момент $\tau = 0$ имела координаты $(R_{\text{спут}}, 0, 0)$.

Систему уравнений (6) следует дополнить уравнением движения точки оси симметрии цилиндра, имевшей в начальный момент времени координаты $(R_{\text{спут}}, 0, 0)$. Заметим, что на эту точку сила $\bar{F}_{\text{газ}}$ не действует, а ее координата z равна 0 в любой момент времени. Уравнения движения этой точки аналогичны (6) без членов, описывающих действие силы $\bar{F}_{\text{газ}}$.

Полученная система уравнений интегрировалась численно методом Рунге-Кутты с шагом по времени $\Delta\tau = 0.01$ на ЭЦВМ „БЭСМ-3М“. В уравнения (6) входит коэффициент Q , который зависит от параметров, определяющих состояние газа в потоке (T, ρ, γ) в начальный момент времени $\tau = 0$. Принятые параметры моделей газовых струй для двух типов двойных систем приведены в табл. 1.

Таблица 1

Модель	q	R спутн.	R обо- лочек	a_0 (см)	$M_{\text{спутн.}}$ (M_{\odot})	$M_{\text{гравн.}}$ (M_{\odot})	$F_{\text{газ. пот.}}$ ($\text{г/см}^2\text{-с}$)	T потока ($^{\circ}\text{K}$)	μ моле- кул. вес	γ показ. адиа- баты	R_0 начальный радиус потока (см)
I	1.0	$0.3a_0$	$0.3a_0$	$3.5 \cdot 10^{10}$	0.20	0.20	10^{-10}	10^4	0.5	5/3	10^8
II	20	$0.234a_0$	$0.25a_0$	$3.7 \cdot 10^{10}$	0.03	0.60	10^{-10}	$5 \cdot 10^3$	1.0	5/3	10^8

Расчеты проводились для пяти точек границы газового цилиндра, которые в момент $\tau = 0$ располагались так, как показано на рис. 1.

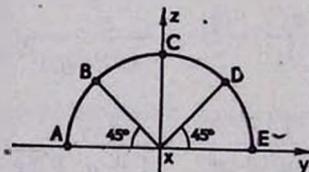


Рис. 1. Положение точек границы цилиндра A, B, C, D, E в момент времени $\tau = 0$.

Траектории движения точек границы цилиндра A и E в плоскости орбиты двух компонент xu при различной величине начальной скорости выброса для модели I приведены на рис. 2—4.

На рис. 2 изображено также сечение газового потока плоскостью xu , рассчитанное без учета газового давления при начальной скорости выброса $v_x^0 = 170 \text{ км.сек}^{-1}$, $v_y^0 = 0$.

На рис. 6 представлены траектории движения точки C в плоскости xz при различных значениях скорости выброса в случае I. Для модели II скорость встречи струи с оболочкой заключена в пределах $200-300 \text{ км.сек}^{-1}$.

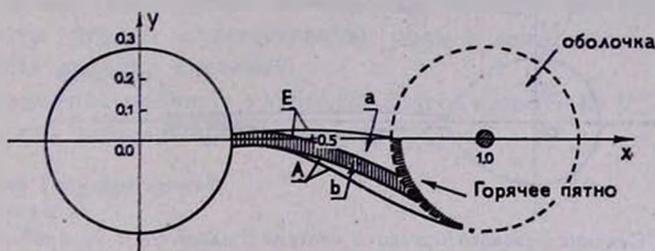


Рис. 2. Сечение газового потока, выброшенного с начальной скоростью $v_x^0 = 170 \text{ км.сек}^{-1}$, плоскостью xy . а) сечение потока при учете сил взаимодействия газовых частиц, б) сечение потока без учета действия силы $\bar{F}_{\text{газ}}$.

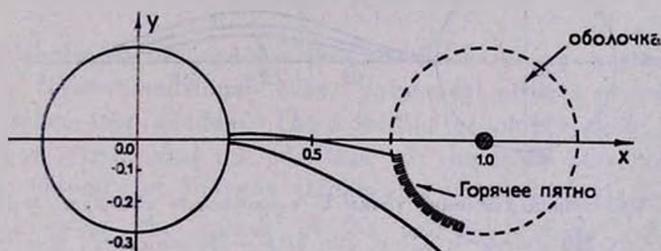


Рис. 3. Угловая скорость вращения точки выброса вокруг центра спутника больше угловой скорости обращения его по орбите: $v_x^0 = 210 \text{ км/сек}$; $v_y^0 = -50 \text{ км/сек}$.

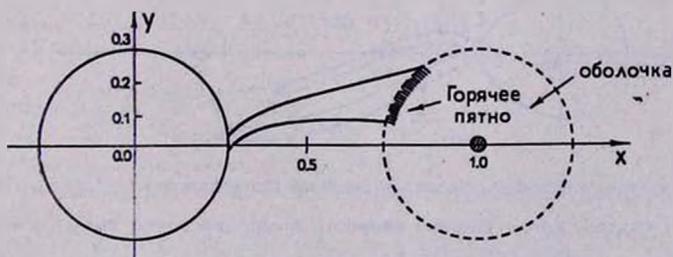


Рис. 4. Угловая скорость вращения точки выброса вокруг центра спутника меньше угловой скорости обращения его вокруг главного компонента: $v_x^0 = 170 \text{ км/сек}$; $v_y^0 = +120 \text{ км/сек}$; $v_z^0 = 0$.

При принятом отношении масс $q = 20.0$ (случай II) предполагалось, что точка выброса находится на поверхности спутника. Сечения газовых потоков плоскостью $z = 0$ для различных значений ско-

рости выброса в случае II даны на рис. 7. Как показывает расчет, перед встречей (см. рис. 5) потока с оболочкой звезды, он оказывается сильно уплощенным.

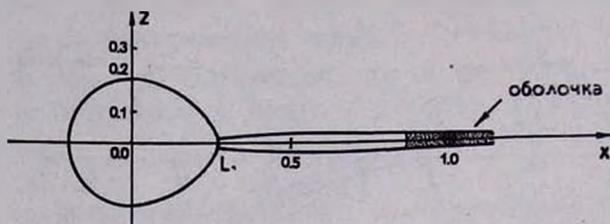


Рис. 5. Сечение газового потока в системе II плоскостью xz при начальной скорости выброса: $v_x^0=100$ км/сек; $v_y^0=v_z^0=0$.

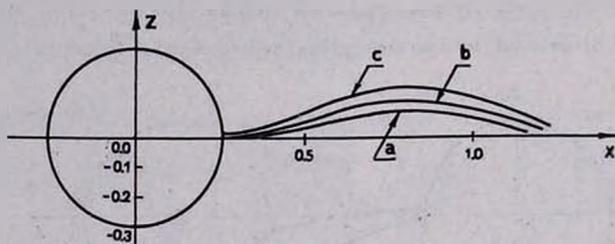


Рис. 6. Траектории движения точки С в плоскости xz : а) $v_x^0=170$ км.сек $^{-1}$; $v_y^0=v_z^0=0$; б) $v_x^0=210$ км.сек $^{-1}$; $v_y^0=v_z^0=0$; в) $v_x^0=260$ км.сек $^{-1}$; $v_y^0=v_z^0=0$.

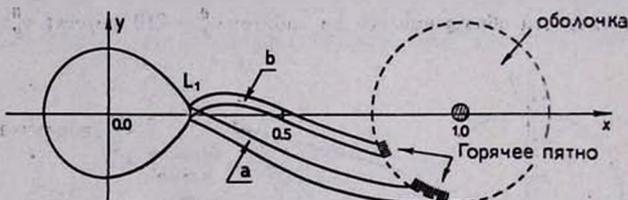


Рис. 7. Сечение газового потока в системе II плоскостью xy : а) $v_x^0=100$ км.сек $^{-1}$; $v_y^0=v_z^0=0$; б) случай, когда угловая скорость вращения точки выброса вокруг центра спутника меньше угловой скорости обращения спутника по орбите: $v_x^0=100$ км.сек $^{-1}$; $v_y^0=100$ км.сек $^{-1}$; $v_z^0=0$; ($\omega_{\text{обр}} \approx 3\omega_{\text{вращ}}$).

Как следует из сравнения вычисленных положений точки встречи газового потока с оболочкой на рис. 7 (случай 6) с наблюдаемым положением „горячего пятна“, в системе WZSge период вращения точки выброса вокруг центра спутника не должен совпадать с периодом обращения спутника по орбите ($\omega_{\text{обр}} \approx 3\omega_{\text{вр}}$) [9].

Полученные значения скорости встречи газового потока с оболочкой для модели II ($900-1000 \text{ км.сек}^{-1}$) при скорости выброса $40-60 \text{ км.сек}^{-1}$ хорошо согласуются с величиной скорости, полученной [1] из измерения смещений спектральных линий в системе WZ Sge.

Результаты вычислений показывают также, что газодинамические эффекты играют существенную роль в движении газовых потоков в тесных двойных системах.

В заключение приношу глубокую благодарность В. Г. Горбацкому за помощь при выполнении настоящей работы.

Ленинградский Государственный
университет

ON THE MOTION OF GAS IN CLOSE BINARY SYSTEMS

Yu. P. KOROVYAKOVSKY

The trajectories of gaseous jets in close binary systems are calculated in a three-dimensional case, dynamical effects of the gas pressure being taken into account. The coordinates of the point of encounter of the gas stream and the envelope of the main star are obtained. The relative velocity of the gas stream and of envelope at the encounter is bounded between the values of 200 and 300 км.сек^{-1} for model I and between 900 and 1000 км.сек^{-1} for model II.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. Krzeminski, R. P. Kraft, Ap. J., 140, 921, 1964.
2. J. Sahade, Etoiles a raies d'émission, Cointe-Sclessin, Institut d'Astrophysique, 46, 1958.
3. G. H. Herbig, Ap. J., 132, 76, 1960.
4. M. F. Walker, G. H. Herbig, Ap. J., 120, 278, 1954.
5. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 3, 245, 1967.
6. Z. Kopal, Non-stable Stars, ed. G. H. Herbig, Cambridge, Cambridge University Press, 1957.
7. N. L. Gould, P. A. S. P., 69, 541, 1957, A. J., 64, 136, 1959.
8. M. Plavec, S. Kriz, Бюлл. астрон. ин-тов Чехослов., 16, 5, 297, 1963.
9. P. Kruszeowski, Acta astr., 13, 2, 106, 1963; 14, 3, 231, 1964.
10. K. D. Abhyankar, A. J., 64, 163, 1959.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных магнетогидродинамических явлений, Наука, М., 1966.