АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9 АВГУСТ, 1973 ВЫПУСК 3

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД ТИПА Ве

В. Н. МОРОЗОВ

Поступила 21 февраля 1973
Пересмотрена 29 мая 1973

Исследуется влияние магнитного поля на динамику оболочек звезд типа Ве. Оболочка моделируется слоем плазмы, которая движется в гравитационном и магнитном полях вращающейся звезды в ее экваториальной плоскости. Движение плазмы в слое описывается стационарными уравнениями магнитной гидродинамики. В приближении холодной плазмы для значений параметров, соответствующих оболочкам звезд типа Ве и ряда значений напряженности магнитного поля на поверхности звезды, произведено вычисление радиальной компоненты скорости движения плазмы в слое, угловой скорости вращения и плотности вещества в зависимости от расстояния. Показано, что при выполнении неравенства $|H_{\varphi}^0| \gg H_r^0$, где H_{φ}^0 — значение азимутальной составляющей магнитного поля на поверхности звезды, а H_r^0 — значение радиальной составляющей, в слое будет выполнено соотношение $v_{\varphi} \gg v_r$ ($v_r > 0$ — радиальная скорость движения плазмы в оболочке, v_{φ} — скорость вращения), что находится в согласии с наблюдательными данными для оболочек звезд типа Ве.

1. *Постановка задачи.* Известно, что звезды типа Ве — это быстро вращающиеся звезды спектрального класса В, окруженные оболочками. Как впервые предположил О. Струве [1], возможной причиной образования оболочки является быстрое вращение звезды. Дальнейшее исследование спектральных линий для этих звезд [2] показало, что образование оболочки должно происходить при выбросе вещества под действием иных механизмов. Быстрое вращение, по всей видимости, только способствует выбросам. Звезды типа Ве имеют на экваторе скорость вращения большую, чем у обычных звезд того же спектрального класса [3]. Считается [4], что эти звезды находятся

вблизи предела ротационной неустойчивости, то есть на экваторе звезды для элемента массы m выполнено соотношение

$$\frac{mv_{\varphi}^{02}}{r_0}=\frac{GMm}{r_0^2}, \tag{1}$$

где r_0 — радиус звезды, M — масса звезды, v_{φ}^{0} — скорость вращения звезды на экваторе.

С другой стороны, параболическая скорость равна

$$v_p^2=\frac{2GM}{r_0}. \tag{2}$$

Из соотношений (1) и (2) вытекает, что $v_{\varphi}^{02}=1/2\,v_p^{02}$. Отсюда ясно, что одного вращения звезды недостаточно для того, чтобы удалить элемент вещества от поверхности звезды на бесконечность: необходима дополнительная энергия. Кинетическая энергия вращения звезды сама является таким источником энергии, если существует фактор, который передает ее от звезды к оболочке. Таким фактором может быть магнитное поле звезды. С другой стороны, наблюдения показывают [7], что момент вращения на единицу массы в оболочке больше, чем в звездной атмосфере. Здесь магнитное поле также может играть определенную роль. Данных относительно существования магнитных полей у звезд типа Be пока мало. В каталоге магнитных звезд Бэбкока [5] находится всего одна звезда типа Be: HD 45667, в оболочке которой было обнаружено сильное поле. Оно было определено по зеемановскому расщеплению запрещенной эмиссионной линии $S\,\|\,\lambda=4068$ A и составляет 1600 *гс*.

В настоящей работе изучается динамика оболочки, находящейся в магнитном поле. При этом предполагается, что оболочка представляет собой слой плазмы, возникающий при истечении вещества из звезды вблизи ее экватора. При исследовании динамики такой оболочки возникает два вопроса:

1. Как влияет магнитное поле на распределение угловой скорости в оболочке?

2. Может ли магнитное поле передать от звезды в оболочку столько кинетической энергии вращения, чтобы плазма, образующая оболочку, смогла уйти от поверхности звезды на бесконечность?

Исследованию этих вопросов посвящены следующие два раздела.

2. *Основные уравнения и определение радиуса действия магнитного поля*. Рассмотрим стационарное изотермическое течение

плазмы в магнитном поле в слое вблизи экватора звезды. Уравнения, описывающие такое течение, имеют вид

$$\operatorname{rot}(\vec{v} \times \vec{H}) = 0, \tag{3}$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \tag{4}$$

$$(\vec{v} \operatorname{grad}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \frac{1}{4\pi\rho} (\operatorname{rot} \vec{H} \times \vec{H}) + \operatorname{grad} \varphi_1, \tag{5}$$

$$\operatorname{div} \rho\vec{v} = 0, \tag{6}$$

$$p = a_3^2 \rho \tag{7}$$

где a_3 — изотермическая скорость звука, φ_1 — гравитационный потенциал.

Считая, что поле скоростей: $\vec{v} = (v_r, v_\varphi, v_z)$, а напряженность магнитного поля: $\vec{H} = (H_r, H_\varphi, H_z)$ и предполагая течение осесимметричным, напишем в цилиндрической системе координат с началом в центре звезды систему уравнений, полученную Местелом [6] и эквивалентную (3)—(7),

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 - \frac{GM}{r} + a_3^2 \ln \rho - \alpha \Omega r^2 = A, \tag{8}$$

$$\Omega = \frac{\alpha + \dfrac{\eta\beta}{\rho r^2}}{1 - \dfrac{4\pi\eta^2}{\rho}} \tag{9}$$

$$\rho \frac{v_1}{H_1} = \eta, \tag{10}$$

$$H_\varphi = \frac{4\pi\eta r\alpha + \dfrac{\beta}{r}}{1 - \dfrac{4\pi\eta^2}{\rho}}, \tag{11}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_r) + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \tag{12}$$

где $v_1 = (v_r + v_z)^{\frac{1}{2}}$, $H_1 = \sqrt{H_z^2 + H_r^2}$, Ω — угловая скорость вращения плазмы в оболочке; α, β, η, A — величины, определяемые граничными условиями на поверхности звезды и зависящие от z:

$$\alpha = \Omega_0 - \frac{v_1^0}{r_0}\frac{H_\varphi^0}{H_1^0} = \Omega - \frac{v_1}{r}\frac{H_\varphi}{H_1}, \tag{13}$$

$$\beta = H_\varphi^0 r_0 - 4\pi\rho_0 \frac{v_1^0}{H_1^0}\Omega_0 r_0^2 = H_\varphi r - 4\pi\rho\frac{v_1}{H_1}\Omega r^2, \tag{14}$$

$$\eta = \frac{\rho_0 v_1^0}{H_1^0}, \tag{15}$$

$$A = \frac{1}{2} v_1^{02} + \frac{1}{2}\Omega_0^2 r_0^2 - \frac{GM}{r_0} + a_3^2 \ln\rho_0 - \alpha\Omega_0 r_0^2. \tag{16}$$

Величины $\vec{v}_1$ и $\vec{H}_1$ связаны между собой следующим образом: $\vec{v}_1 = k(r)\vec{H}_1$, где $k(r)$ — функция, определяемая из решения (8)—(12). Уравнение (8) является уравнением Бернулли, содержащим дополнительный член $\alpha\Omega r^2$. Этот член представляет работу, совершаемую магнитным полем над плазмой.

Упростим систему уравнений (8)—(12). Положим $v_r \gg v_z$ и $H_r \gg H_z$ и будем считать, что в пределах слоя $\partial H_z/\partial z = 0$, тогда вместо (8)—(12) получим,

$$\frac{1}{2} v_r^2 + \frac{1}{2}\Omega^2 r^2 - \frac{GM}{r} + a_3^2 \ln\rho - \alpha\Omega r^2 = A, \tag{17}$$

$$\Omega = \frac{\alpha + \dfrac{\eta\beta}{\rho r^2}}{1 - \dfrac{4\pi\eta^2}{\rho}}, \tag{18}$$

$$\rho\frac{v_r}{H_r} = \eta, \tag{19}$$

$$H_\varphi = \frac{4\pi\eta r\alpha + \dfrac{\beta}{r}}{1 - \dfrac{4\pi\eta^2}{\rho}}, \tag{20}$$

$$H_r = H_r^0\left(\frac{r_0}{r}\right). \tag{21}$$

В (13)—(16) v_1 заменяется на v_r, а H_1 на H_r. При этом α, β, η, A от z уже не зависят.

Обсудим выбранную геометрию магнитного поля в оболочке. Тороидальная составляющая напряженности магнитного поля определяется из решения системы (17)—(21), (а H_r задается). Закон изменения H_r (21) может реализоваться, например, при наличии локальных магнитных полей вокруг звезды вблизи ее экваториальной плоскости. При этом чем меньше толщина слоя и его размер по радиусу, в пределах которого магнитное поле определяет динамику вещества оболочки (определение этого радиуса приведено ниже), тем лучше рассматриваемое приближение. Второй возможностью является возникновение составляющей H_r в результате начального нестационарного истечения плазмы из звезды, происходящего в ее общем магнитном поле вблизи экватора. Для того, чтобы показать это, рассмотрим уравнение (3) с членом $\partial\overline{H}/\partial t$ в правой части и (4). Предполагая, что течение плазмы происходит с постоянной скоростью v_0 и не зависит от φ, напишем в цилиндрической системе координат уравнение (3) для H_r, используя (4):

$$\frac{\partial H_r}{\partial t} + v_0 \frac{\partial H_r}{\partial r} = - \frac{v_0 H_r}{r} \tag{22}$$

при граничном условии

$$H_r(r_0,\ t) = H_0(t) \qquad t > 0. \tag{23}$$

Решение (22) имеет вид

$$H_r = \left(\frac{r_0}{r}\right) H_0 \left(\frac{r_0 - r + v_0 t}{v_0}\right). \tag{24}$$

В формуле (24) $t > (r - r_0)/v_0$. При $t \to \infty$ вместо (24) получаем

$$H_r = \left(\frac{r_0}{r}\right) H_r(r_0,\ \infty). \tag{25}$$

В настоящее время трудно сказать, какая из этих двух возможностей реализуется в оболочках звезд типа Be. По всей видимости, наиболее реален второй вариант.

Обратимся к рассмотрению свойств системы (17)—(21). Из интеграла (14) видно, что если перенос момента количества движения при помощи магнитного поля происходит от звезды к оболочке, то при $H_r > 0$, $H_\varphi < 0$, а при $H_r < 0$, $H_\varphi > 0$. В работе рассматривается случай: $H_r > 0$, $H_\varphi < 0$. Противоположная ситуация исследуется аналогично.

Определяющим параметром задачи является выражение

$$\frac{4\pi\eta^2}{\rho} = \frac{v_r^2}{v_{Ar}^2}, \tag{26}$$

где v_{Ar} — альвеновская скорость. Будем считать, что на поверхности звезды $v_r^2 \ll v_{Ar}^2$. Так как плотность вещества в оболочке убывает с расстоянием, существует такое значение r в течении, при котором выполнено равенство $\rho_s = 4\pi\eta^2$. Величины Ω и H_φ, определяемые выражениями (18) и (20), сохраняют в этой точке определенные значения, поэтому необходимо, чтобы числители в (18) и (20) обращались в нуль, т. е. выполнялись равенства

$$\beta = 4\pi\eta r_s^2 \alpha = -\frac{\rho_s r_s^2 \alpha}{\eta}. \tag{27}$$

Отсюда получаем для r_s^2:

$$r_s^2 = -\frac{\beta}{4\pi\eta\alpha} = -\frac{\left(H_\varphi^0 r_0 - 4\pi\rho_0 \frac{v_r^0}{H_r^0}\Omega_0 r_0^2\right)H_r^0}{4\pi\rho_0 v_r^0\left(\Omega - \frac{v_r^0}{r_0}\frac{H_\varphi^0}{H_r^0}\right)}. \tag{28}$$

Введем следующие обозначения:

$$h = 4\pi\rho_0 \frac{v_r^0}{H_r^0}\Omega_0 r_0, \qquad m\Omega_0 = -\frac{v_r^0}{H_r^0}\frac{H_\varphi^0}{r_0}. \tag{29}$$

С учетом (29), (28) принимает вид:

$$r_s^2 = -\frac{(H_\varphi^0 r_0 - h r_0)\, H_r^0}{4\pi\rho_0 v_r^0 \Omega_0 (m+1)}. \tag{30}$$

В настоящей работе будет рассмотрен случай, когда $|H_\varphi^0| \gg h$, что означает ведущую роль магнитного поля в передаче момента количества движения от звезды к оболочке. При этом предположении m лежит в пределах: $0 \leqslant m < 10$. Тогда для r_s^2 получим выражение

$$r_s^2 = -\frac{H_\varphi^0 H_r^0 r_0}{4\pi\rho_0 v_r^0 \Omega_0 (m+1)}. \tag{31}$$

В области $r_0 < r < r_s$ происходит перераспределение угловой скорости вращения плазмы за счет магнитного поля и передача кинетической энергии вращения звезды веществу оболочки.

3. *Поле скоростей в слое.* Дифференцируя уравнение (17) по r и пользуясь соотношением $a = \Omega_0 (m+1)$, перепишем систему уравнений (17)—(21) в следующем, удобном для нашей задачи виде:

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = -a_3^2 \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM}{r^2} + [\Omega_0 (m+1) - \Omega] r^2 \frac{d\Omega}{dr} + \\ + [2(m+1)\Omega_0 - \Omega] r \Omega, \tag{32}$$

$$\Omega = \frac{(m+1)\Omega_0 + \frac{\beta}{z}\frac{v_r}{r}}{1 - \frac{v_r^2}{v_{Ar}^2}}, \tag{33}$$

$$\rho v_r r = \eta z, \tag{34}$$

$$H_\varphi = -\frac{4\pi\eta a r_s^2 \left(1 - \frac{r^2}{r_s^2}\right)}{1 - \frac{v_r^2}{v_{Ar}^2}}, \tag{35}$$

$$H_r = H_r^0 \left(\frac{r_0}{r}\right), \tag{36}$$

где $z = H_r^0 r_0$.

Рассмотрим более подробно уравнение (32) в области $v_r^2 \ll v_{Ar}^2$. Пользуясь выражениями (33) и (34), можно преобразовать уравнение (32) к следующему виду:

$$\frac{1}{v_r}\left\{\left[1 + \left(\frac{\beta}{z}\right)^2\right] v_r^2 - a_3^2\right\} \frac{dv_r}{dr} = \frac{a_3^2}{r} + \Omega_0^2 (m+1)^2 r - \frac{GM}{r^2}. \tag{37}$$

Если член, соответствующий силе газового давления в правой части уравнения (32), мал по сравнению с остальными членами, то, отбрасывая его, получим

$$\left[1 + \left(\frac{\beta}{z}\right)^2\right] v_r \frac{dv_r}{dr} = \Omega_0^2 (m+1)^2 r - \frac{GM}{r^2}. \tag{38}$$

Изучая поле скоростей в слое, будем пользоваться уравнением (38). Из него следует, что течение плазмы осуществляется, даже если на поверхности звезды, вблизи экватора, гравитационная сила больше центробежной, но при этом должно выполняться равенство

$$\Omega_0^2 (m+1)^2 r_0 = \frac{GM}{r_0^2}. \tag{39}$$

Определим теперь поле скоростей в области $r_0 < r \leqslant r_s$. Интегрируя (38) и используя (16), получим для v_r соотношение

$$v_r = \frac{v_r^0\left\{1+\frac{2\Omega_0^2 r_0^2}{v_r^{02}}\left[0.5\left(\frac{r}{r_0}\right)^2(m+1)^2-(m+0.5)\right]-\frac{2GM}{r_0 v_2^{02}}\left(1-\frac{r_0}{r}\right)\right\}^{1/2}}{\left[1+\left(\frac{\beta}{z}\right)^2\right]^{1/2}}. \tag{40}$$

Величины Ω и v_φ определяются выражениями

$$\Omega = (m+1)\,\Omega_0 + \left(\frac{\beta}{z}\right)\frac{v_r}{r}, \tag{41}$$

$$v_\varphi = (m+1)\,\Omega_0 r + \left(\frac{\beta}{z}\right)v_r. \tag{42}$$

Для плотности имеем

$$\rho = \frac{\eta z}{v_r\, r}. \tag{43}$$

В области, где v_r сравнима с v_{Ar}, подстановкой выражений (33)—(34) и $\alpha = \Omega_0(m+1)$ в (32) получим после несложных преобразований следующее алгебраическое уравнение для определения v_r:

$$B(y)\,u^4 + C(y)\,u^3 + D(y)\,u^2 + E(y)\,u + N(y) = 0, \tag{44}$$

где $y = r/r_0$, и $u = v_r/v_r^0$; $B(y)$, $C(y)$, $D(y)$, $E(y)$, $N(y)$ — функции, определяемые выражениями

$$B(y) = \frac{8\pi^2\eta^2 r_0^2 v_r^{04}}{z^2}\,y^2, \tag{45}$$

$$C(y) = -\frac{4\pi\eta r_0 v_r^{03}}{z}\,y, \tag{46}$$

$$D(y) = \left\{0.5\left[1+\left(\frac{\beta}{z}\right)^2\right] - \frac{16\pi^2\eta^2 r_0^2}{z^2}\,y^2\left(\frac{GM}{yr_0}+A\right) - \frac{4\pi^2\eta\,(m+1)\,\Omega_0 r_0^2}{z}\left(\frac{\beta}{z}\right)y\right\}v_r^{02}, \tag{47}$$

$$E(y) = \left\{\frac{8\pi\eta r_0}{z}\,y\left(\frac{GM}{yr_0}+A\right) + \frac{4\pi\eta r_0^3\Omega_0^2\,(m+1)}{z}\,y^3\right\}v_r^{02}, \tag{48}$$

$$N(y) = -0.5\,\Omega_0^2(m+1)^2 r_0^2 y^2 - \left(\frac{GM}{yr_0}+A\right). \tag{49}$$

Распределение угловой скорости вращения определяется формулой (33).

Рассмотрим уравнение (17) в точке r_s. Отбрасывая член, соответствующий тепловой энергии, получим следующее выражение:

$$\frac{1}{2}v_{rs}^2+\frac{1}{2}\Omega_s^2 r_s^2-\frac{GM}{r_s}-\alpha\Omega_s r_s^2=A. \tag{50}$$

Радиальная скорость движения в этой точке определяется из следующего равенства:

$$v_{rs}=v_{Ars}=\frac{H_{rs}}{4\pi\eta}=\frac{z}{4\pi\eta r_s}. \tag{51}$$

Решая уравнение (50) относительно Ω_s, получим для этой величины

$$\Omega_s=\frac{\alpha r_s^2-\sqrt{\alpha^2 r_s^4-\left(v_{rs}^2-\dfrac{2GM}{r_s}-2A\right)r_s^2}}{r_s^2}. \tag{52}$$

Выражение (48) является вещественным, если выполняется неравенство

$$\alpha^2 r_s^2>v_{rs}^2-\frac{2GM}{r_s}-2A. \tag{53}$$

При $\alpha\cong\Omega_0$ в неравенстве (53) допускается знак равенства.

Пользуясь этим неравенством и выражениями (51) и (31), можно показать, что для рассматриваемой модели $|H_\varphi^0|>H_r^0$.

Сделаем несколько замечаний относительно значений параметров m и β/z, которые они могут принимать. Будем рассчитывать поле скоростей для случая, когда $|H_\varphi^0|\gg h$. Тогда $\beta=-|H_\varphi^0|r_0$ и $\beta/z=-(|H_\varphi^0|/H_r^0)$.

Из второго соотношения в (29) следует, что $\beta/z=m\Omega_0 r_0/v_r^0$.

При расчете поля скоростей нами принимались следующие значения для m и β/z: $m=0.03$, $\beta/z=-1.11$; $m=1$, $\beta/z=-45$.

Пользуясь формулами для v_r, v_φ, ρ, нетрудно рассчитать эти величины в различных точках течения плазмы.

В табл. 1 приведены значения v_r, Ω, ρ, полученные для следующего набора параметров, соответствующих оболочке звезды типа Ве при $r_0=7\cdot10^{11}$ *см*, за исключением значений компонентов магнитного поля на поверхности звезды, которые выбирались произвольно, в соответствии с неравенством $|H_\varphi^0|>H_r^0$

$$v_r^0 = 10^6 \text{ см/сек}; \qquad 10^{-3} H_r^r = 0.9;\ 0.1;$$

$$v_\varphi^0 = 4.5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}; \qquad 10^{-3} \, | H_\varphi^0 | = 1;\ 4.5;$$

$$\Omega_0 = 6.4 \cdot 10^{-5} \text{ сек}^{-1}; \qquad 10^9 \eta = 1.11;\ 10;$$

$$\rho_0 = 10^{-12} \text{ г/см}^3; \qquad 10^{-15} \beta = -0.7;\ -3.15;$$

$$10^{-14} z = 6.3;\ 7;$$

$$10^{-34} M = 2.0;\ 4.0; \qquad m = 0.03;\ 1.$$

Из условий на поверхности находим значения для r_s:

$$r_s = 39\, r_0;\ 20\, r_0.$$

В первом варианте расчета предполагалось, что на поверхности звезды выполнено условие: $\Omega_0^2 r_0^3 = GM$, во втором: $\Omega_0^2 r_0^2 < GM$.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН v_r, Ω, ρ

$\mid H_\varphi^0 \mid = 10^3$ гс, $H_r^0 = 9 \cdot 10^2$ гс, $M = 2 \cdot 10^{34}$ г							$\mid H_\varphi^0 \mid = 4.5 \cdot 10^3$ гс, $H_r^0 = 10^3$ гс, $M = 4 \cdot 10^{34}$ г				
r/r_0	2	3.0	4	6	8	10	2	4	6	8	10
$10^{-8}\, V_r$ см/сек	0.43	0.78	1.12	1.75	2.4	3.04	0.033	0.076	0.117	0.158	0.198
$10^{-5} \Omega$ сек$^{-1}$	3.1	2.4	2.1	1.9	1.8	1.8	2.2	0.6	0.3	0.2	0.1
$10^{15} \rho$ г/см^3	11	4.4	2.2	0.92	0.53	0.32	150	32	14	8	6

Из данных, приведенных в табл. 1, видно, что в первом случае плазма в слое приобретает энергию, достаточную для того, чтобы преодолеть притяжение звезды при $r = 2\, r_0$, а во втором — при $r = 10 r_0$. В табл. 2 приведены результаты расчета угловой скорости вращения при $r_s = 39\, r_0$ для случая, когда v_r сравнима с v_{A_r}. При расчете использовались соотношения (33) и (44). Графики I и II, приведенные на рис. 1, указывают на то, что в слое происходит передача момента количества движения, так как распределение Ω отлично от закона $\Omega = \Omega_0 (r_0/r)^2$.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИН Ω ПРИ $| H_\varphi^0 | = 10^3$ гс, $H_r^0 = 9 \cdot 10^2$ гс, $M = 2 \cdot 10^{-34}$ г

r/r_0	20	22	24	26	28	30	32	34	36	38
$10^5 \cdot \Omega$ сек$^{-1}$	1.8	1.92	1.93	1.95	2.1	2.4	2.7	3.1	3.9	5.1

Выше предполагалось, что в точке r_s выполнено неравенство $v_{rs}^2 \gg 2GM/r_s$. Рассмотрим теперь случай, когда в точке r_s выполнено равенство:

$$v_{rs}^2 = \frac{2GM}{r_s}. \tag{54}$$

При $\alpha = \Omega_0$, неравенство (53) принимает вид

$$\Omega_0^2 r_s^2 > -2A. \tag{55}$$

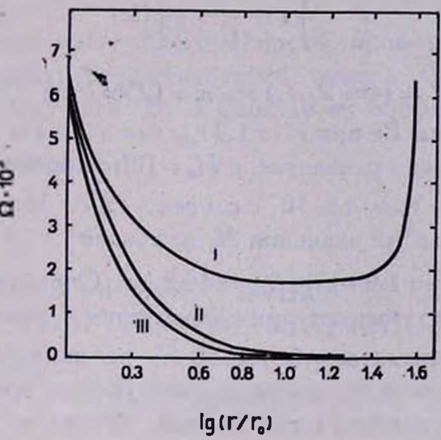

Рис. 1. Зависимость угловой скорости вращения вещества в оболочке от расстояния. I — по табл. 1 и 2 при $|H_\varphi^0| = 10^3$ *гс*, $H_\varphi^0 = 9 \cdot 10^2$ *гс*, $M = 2 \cdot 10^{34}$ *г*. II — по табл. 1 при $|H_\varphi^0| = 4.5 \cdot 10^3$ *гс*, $H_r^0 = 10^2$ *гс*, $M = 4 \cdot 10^{34}$ *г*. III — по закону $\Omega = \Omega_0 (r_0/r)^2$.

До сих пор предполагалось, что радиальная компонента скорости движения на поверхности задана. Откажемся от этого предположения и будем считать, что она произвольна. Пользуясь выражением (31) и выражением (54), которое преобразуем с помощью (31) и (51), получим следующую систему алгебраических уравнений для определения величин v_r^0, H_r^0, H_φ^0:

$$-\frac{H_\varphi^0 H_r^0}{v_r^0} = \frac{4\pi\rho_0 \Omega_0}{r_0} r_s^2, \tag{56}$$

$$\frac{H_r^{07}}{H_\varphi^0 v_r^{03}} = \frac{256\, G^2 M^2 \pi^3 \rho_0^3}{\Omega_0 r_0^3}, \tag{57}$$

$$H_\varphi^{02} + H_r^{02} + H_0^2. \tag{58}$$

Уравнения (56)—(58) имеют решение:

$$b = \frac{l}{(ln)^{1/4}}, \tag{59}$$

$$H_r^{02} = \frac{H_0^2}{\left[1 + \frac{l^2}{(ln)^{1/2}}\right]}, \tag{60}$$

$$v_r^0 = \frac{H_0^2}{\left[1 + \frac{l^2}{(ln)^{1/2}}\right](l_n)^{1/4}}; \tag{61}$$

где $b = -H_\varphi^0/H_r^0$; $l = (4\pi\rho_0\Omega_0/r_0)\, r_s^2$; $n = (256G^2M^2\pi^3\rho_0^3)/\Omega_0 r_0^3$.

Для звезд типа Be при $r_s = 1.7\, r_0$, где r_s вычисляется из выражения (53) в случае знака равенства, и $H_0 = 10^3$ *гс* простые вычисления дают: $v_r^0 = 2.6 \cdot 10^5$ *см/сек*, $v_{rs} = 4.9 \cdot 10^{-7}$ *см/сек*, $H_r^0 = 16.5$ *гс*, $|H_\varphi^0| = 26.8$ *гс*, а при $r_s = 10\, r_0$ и том же значении H_0 получаем: $v_r^0 = 8 \cdot 10^2$ *см/сек*; $v_{rs} = 2 \cdot 10^7$ *см/сек*, $H_r^0 = 1.9$ *гс*, $|H_\varphi^0| = 44.2$ *гс*. Очевидно, что при данном значении H_0, v_{rs} и v_r^0 убывают при возрастании r_s, при этом b возрастает. Вообще можно утверждать, что выбор H_0 не является принципиальным вопросом. Важно, чтобы сохранилась связь между вращающейся звездой и истекающей с ее поверхности плазмой, то есть в области $r_0 < r < r_s$ должно быть выполнено соотношение $\xi_0^2 < 1$. Энергия, необходимая для того, чтобы плазма, выбрасываемая с поверхности звезды, удалялась от нее на бесконечность, сообщается при прохождении области сильного поля. При этом возрастает кинетическая энергия радиального движения.

4. *Обсуждение результатов.* Физический смысл результатов, полученных в третьем разделе, состоит в следующем. Основным источником кинетической энергии плазмы в слое является кинетическая энергия вращения звезды, которая передается веществу при помощи магнитного поля. Радиальная компонента силы магнитного поля равна $-(H_\varphi/4\pi\rho) \cdot (\partial/\partial r\,(rH_\varphi))$, а азимутальная $(H_r/4\pi\rho) \cdot (\partial/\partial r\,(rH_\varphi))$. Их отношение равно $-H_\varphi/H_r$. Если $-H_\varphi/H_r > 1$, то в оболочке при увеличении расстояния от поверхности звезды возрастает радиальная составляющая скорости движения плазмы, а угловая скорость вращения падает; при выполнении обратного неравенства имеет место противоположная ситуация.

В расчете, который производился для $|H_\varphi^0| = 10^3$ *гс* и $H_r^0 = 900$ *гс*, проявились оба эти случая. Это также иллюстрируется графиком I.

Результаты вычислений для случая $|H_\varphi^0| = 4 \cdot 5 \cdot 10^3$ *гс* и $H_r^0 = 10^2$ *гс*, приведенные в табл. 1, показывают, что при $|H_\varphi^0| \gg H_r^0$ имеет место быстрое падение с расстоянием угловой скорости вращения и относительно медленное возрастание радиальной составляющей скорости движения плазмы в слое. Поэтому в той части оболочки, которая дает основной вклад в излучение, приходящее к наблюдателю от звезды, выполняется соотношение $v_r \ll v_\varphi$, что находится в согласии с наблюдательными данными.

В заключение приношу благодарность профессору С. И. Сыроватскому и сотруднику теоретического отдела Физического института имени П. Н. Лебедева Б. В Сомову за обсуждение работы.

Ленинградский государственный
университет

THE DYNAMICS OF THE ENVELOPES OF Be-STARS. THE EFFECT OF THE MAGNETIC FIELD

V. N. MOROZOV

The influence of the magnetic field on the dynamics of the envelopes of Be-stars is considered. The envelope is assumed to be a layer of plasma, moving in the gravitational and magnetic fields of a rotating star near its equatorial plane. The plasma motion is described by the stationary equations of magnetohydrodynamics. The radial velocity of the plasma, its angular velocity of rotation and the density of matter are calculated as functions of distance from the star surface for several values of the strength of the magnetic field in the approximation of the cold plasma. It is found that if $|H_\varphi^0| \gg H_r^0$, where H_φ^0 is the azimuthal component of the magnetic field and H_r^0 is its radial component, then in the envelope $v_r \ll v_\varphi$, with v_r being the radial velocity of the plasma ($v_r > 0$) and v_φ being the rotational velocity. This result seems to agree with observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *О. Струве*, Эволюция звезд, ИЛ, М., 1954.
2. *В. Г. Горбацкий*, *И. Н. Минин*, Нестационарные звезды, М., 1963.
3. *В. В. Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
4. *D. N. Limber*, *J. M. Marlborough*, Ap. J., 152, 181, 1968.
5. *H. W. Babcock*, Ap. J., Suppl. ser., 30, 3, 141, 1958.
6. *L. Mestel*, M. N., 138, 359, 1968.
7. *Su-Shu-Huang*, Ap. J., 171, 549, 1972.