

Образование эмиссионных линий водорода в магнитосферах молодых звезд

© 2018 г. Д.В.Дмитриев^{1,2*}, В.П.Гринин^{1,2}, Н.А.Катышева³

Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия¹

Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия²

*Государственный Астрономический Институт им. П.К.Штернберга при МГУ им. Ломоносова,
Москва, Россия³*

Поступила в редакцию 18 февраля 2019 г.

АБСТРАКТ

Рассматривается образование эмиссионных линий водорода в магнитосферах молодых звезд. Предполагается, что магнитосфера образована дипольным магнитным полем, ось которого совпадает с осью вращения звезды. Перенос излучения в спектральных линиях рассматривается в приближении Соболева с учетом нелокального радиационного взаимодействия. Распределение плотности и температуры газа в магнитосфере принято таким же, как в работе Хартманна и др. (1994). Приведены результаты расчетов интенсивностей и профилей линий $H\alpha$ и $H\beta$ для случая медленно вращающейся звезды. Отдельно рассмотрены модели магнитосферы, в которых падающий газ нагревается излучением аккреционного пятна на поверхности звезды, а также случай, когда ось магнитосферы наклонена относительно оси вращения звезды. В последнем случае наблюдается вращательная модуляция профилей спектральных линий с периодом вращения звезды.

Ключевые слова: Магнитосферная аккреция, звезды типа Т Тельца, моделирование водородных линий

* Электронный адрес <dmitrievdv242@gmail.com>

Formation of the hydrogen emission lines in the magnetospheres of young stars

© 2018 г. D.V.Dmitriev^{1,2*}, V.P.Grinin^{1,2}, N.A.Katysheva³

*The Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo,
Saint-Petersburg, Russia¹*

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia²

The Sternberg Astronomical Institute, Moskow State University, Moskow, Russia³

ABSTRACT

We investigate the formation of hydrogen emission lines in the magnetospheres of young stars. It is supposed that the magnetosphere is formed by a dipole magnetic field whose axis coincides with the rotation axis of a star. Radiation transfer in spectral lines is considered in the Sobolev approximation taking into account non- local radiative interaction. The density and temperature distribution of the gas in the magnetosphere is assumed to be the same as in the paper by Hartmann et al. (1994). The results of calculations of the intensities and profiles of the $H\alpha$ and $H\beta$ lines for the case of a slowly rotating star are presented. Separately, a model of the magnetosphere in which the accreting gas is heated by radiation from an accretion spots, as well as the case when the axis of the magnetosphere is inclined relative to the rotation axis of the star, were examined. In the latter case, rotational modulation of the emission line profiles with a star rotation period is observed.

Key words: Magnetospheric accretion, T Tau stars, hydrogen lines modeling

* e-mail <dmitrievdv242@gmail.com>

1. Введение

Данная статья посвящена описанию модели аккреции водородного газа на медленно вращающиеся молодые звезды. К ним относятся в основном звезды типа Т Тельца, скорости вращения которых невелики (в среднем около 15 км/с на экваторе). Звезды этого типа имеют эффективную температуру около 4000 К и массы в интервале от 0.2 до 2 M_{\odot} (Петров 2003). Многие из них окружены околосветными газопылевыми дисками, в которых формируются планетные системы. Вещество дисков аккрецирует на звезды. Важную роль в этом процессе играет крупномасштабное магнитное поле молодой звезды. У звезд типа Т Тельца оно достигает значений порядка 2-3 кГс (см. например, Джонс-Крулл и др. 1999). Считается, что сильное магнитное поле звезды захватывает аккрецирующий газ в окрестности зоны коротации, нарушая кеплеровское вращение диска. Движение захваченного магнитосферой газа происходит вдоль магнитных силовых линий, и падение на звезду происходит не на экваторе, а на высоких широтах. Такая модель позволяет объяснить низкую скорость вращения звезд типа Т Тельца и характерные профили эмиссионных линий в их спектрах (Хартманн и др. 1994). При этом избыточный момент импульса уносится дисковым и магнитосферными ветрами, образующимися при аккреции (Матт и Пудритц 2005).

Модель магнитосферы с дипольным магнитным полем, ось которого совпадает с осью вращения звезды, была впервые рассчитана Хартманном и др. (1994) и впоследствии усовершенствована в работах Муцеролле и др. (2001) и Лима и др. (2010). С учетом результатов этих работ мы разработали собственный алгоритм решения не-ЛТР задачи для водородного газа, излучающего при движении в магнитосфере звезды. Поскольку скорости движения газа в магнитосфере значительно превышают тепловые скорости атомов, радиационные переходы между дискретными уровнями атома водорода можно учесть в приближении Соболева (1947, 1957) для сред с большими градиентами скорости. При этом необходимо учесть, что в аккрецирующем газе имеет место нелокальное радиационное взаимодействие в частотах спектральных линий, возникающее между областями магнитосферы, лучевые скорости которых относительно друг-друга равны нулю.

В методическом отношении мы во многом повторяем работы Хартманна и др. (1994) и Муцеролле и др. (2001), (включая применение модификации метода Соболева на случай нелокального радиационного взаимодействия), однако вносим некоторые изменения в их модель, учитывающие современные представления о физике магнитосферной аккреции. Кроме "стандартной" модели магнитосферы Хартманна и др. (1994), в которой учитывается только МГД-нагрев плазмы, мы рассматриваем также, следуя работе Додина (2018), модель магнитосферы с подогревом внутренних слоев излучением горячего аккреционного пятна. Кроме того, мы рассматриваем случай, когда магнитосфера наклонена относительно оси вращения звезды. Заметим, что отклонением оси магнитосферы от оси вращения часто объясняют вращательную модуляцию профилей линий, наблюдаемую в спектрах некоторых звезд типа Т Тельца (см. например, Джонс и Басри 1995 (рис. 1), Бувье и др. (1999),

Петров и др. 2001). В дальнейшем предполагается подключить магнитосферную модель к уже имеющимся ветровым моделям (Гринин и Тамбовцева 2011, Тамбовцева и др. 2014), чтобы получить инструмент, позволяющий детально моделировать эмиссионные спектры молодых звезд.

2. Состояние газа в магнитосфере

Мы рассчитываем состояния ионизации и возбуждения водорода для модели соосной (с осью вращения звезды) магнитосферы. Однако при расчете профилей линий мы оставляем возможность отклонять магнитосферу от оси вращения на небольшой угол, при котором форма магнитосферы еще не сильно меняется. Мы предполагаем, что падающий на звезду газ полностью заморожен в магнитное поле магнитосферы. Также мы считаем, что газ не возмущает магнитное поле, которое предполагается дипольным. Соответственно, линии тока газа задаются уравнением силовых линий магнитного диполя

$$r = r_m \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где θ — полярный угол от оси симметрии магнитосферы, r — расстояние до центра звезды, а расстояние r_m соответствует $\theta = \pi/2$.

Следуя Хартманну и др. (1994), мы предполагаем, что существуют внешняя и внутренняя границы магнитосферы и газ движется к звезде вдоль магнитных силовых линий только под действием силы тяготения. Область старта на диске заключена в пределах $r_{mi} < r_m < r_{mo}$. Ниже мы будем использовать сферическую систему координат с началом отсчета в центре звезды и осью, совпадающей с осью магнитосферы. Выбор сферической системы координат обусловлен тем, что при решении задачи о переносе излучения направление на звезду является выделенным, как и в принятой системе координат.

С учетом сказанного выше модуль скорости движения газа, падающего с расстояния r_m на диске, определяется формулой:

$$|\vec{v}| = v_{\text{esc}} \sqrt{\left(\frac{R_\star}{r} - \frac{R_\star}{r_m}\right)}, \quad (2)$$

где v_{esc} — скорость убегания с поверхности звезды. Так как газ движется вдоль силовых линий, а величина скорости задается (2), можно записать вектор скорости в сферической системе координат:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= v\hat{r} + u\hat{\theta}/r, \\ v &= -2v_{\text{esc}} \sqrt{\frac{R_\star}{r}} \frac{\cos^2 \theta}{\sqrt{4-3y}}, \\ u &= -v_{\text{esc}} \sqrt{\frac{R_\star}{r}} \frac{\cos \theta \sin \theta}{\sqrt{4-3y}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $y = \sin^2 \theta = r/r_m$, а \hat{r} , $\hat{\theta}$ и отсутствующий в этом соотношении $\hat{\phi}$ это базисные вектора сферической системы координат. Компонента скорости при $\hat{\phi}$ равна нулю, так как мы предполагаем, что

магнитосфера вращается твердотельно, а значит для решения задачи о переносе излучения можно считать что вращения нет.

Ход плотности и температуры в магнитосфере мы заимствуем из работы Хартманна и др. (1994), но, следуя работе Додина (2018) вносим дополнительный экспоненциально затухающий член в ход температуры вблизи поверхности звезды

$$T = T_{\text{hart}}(\vec{r}) + T_{\text{hot}} \exp\left(-\frac{r - R_{\star}}{d_{\text{hot}} R_{\star}}\right). \quad (4)$$

Здесь $T_{\text{hart}}(\vec{r})$ — температурный режим в магнитосфере по Хартманну и др. (1994), T_{hot} — приращение температуры в прилегающем к поверхности звезды слое магнитосферы, d_{hot} — характерная толщина этого слоя ($d_{\text{hot}} \ll 1$), выраженная в долях радиуса звезды.

Такой дополнительный член должен привести к появлению дополнительной эмиссии в спектральных линиях (Додин 2018). Он обусловлен тем, что горячее аккреционное пятно, образующееся за фронтом ударной волны в результате перехода кинетической энергии падающего газа в тепловую (Ламзин 1998), может нагревать падающий газ у поверхности звезды. В отличие от моделей Хартманна и др. (1994) мы не учитываем излучение аккреционного пятна в уравнениях статистического и ионизационного равновесия, поскольку, оно полностью поглощается в магнитосфере вблизи поверхности звезды (Додин 2018).

3. Уравнения стационарности. Учет нелокального радиационного взаимодействия

Оценки показывают, что при темпе аккреции $\dot{M} > 10^{-8} M_{\odot}$ скорость рекомбинации в магнитосфере много больше скорости перемещения газа на расстояние порядка радиуса магнитосферы. Это позволяет рассчитывать ионизационное равновесия в каждой точке магнитосферы без учета изменения плотности газа за счет движения. Система уравнений стационарности для атома водорода взята из статьи Гринина и Катышевой (1980) и имеет вид:

$$\begin{aligned} n_i \left[\sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} J_{ij}) + \sum_{k=i+1}^{\infty} B_{ik} J_{ik} + n_e (q_{ic} + \sum_{j \neq i}^{\infty} q_{ij}) + B_{ic} W J_{ic}^* \right] = \\ \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k (A_{ki} + B_{ki} J_{ki}) + \sum_{j=1}^{i-1} n_j B_{ji} J_{ij} + \\ n_e \sum_{j \neq i}^{\infty} n_j q_{ji} + n_e n^+ C_i + n_e^2 n^+ Q_{ci} \end{aligned} \quad (5)$$

$i = 1, 2, \dots$

Здесь n_i — населенность i -го уровня, n_e, n^+ — концентрация электронов и протонов (так как рассматривается водородный газ, то $n_e = n^+$), q_{ik} и q_{ic} — коэффициенты ударного взаимодействия и ионизации, Q_{ci} — коэффициент тройной рекомбинации, C_i и B_{ic} — коэффициенты фоторекомбинации и ионизации с учетом вынужденных переходов, а J_{ik} — средняя интенсивность в линии перехода $i \rightarrow k$.

Для расчета средней интенсивности излучения в линии мы используем модифицированный метод Соболева с учетом нелокального радиационного взаимодействия в частотах спектральных линий. Эта модификация впервые была описана в статье Грачева и Гринина (1975) и затем более подробно в статье Райбики и Хаммера (1978). Нелокальное взаимодействие возникает из-за того, что лучевая скорость некоторых областей магнитосферы относительно друг-друга равна нулю (т. е. точки в движущемся газе не удаляются и не приближаются). В таком случае излученный в одной точке магнитосферы фотон может поглотиться в другой, достаточно удаленной точке. Множество, образуемое всеми взаимодействующими таким образом точками с некоторой фиксированной точкой, называют СР-поверхностью (common point) или s-поверхностью. Вид СР-поверхности в магнитосфере показан на рис. 1. Средняя интенсивность в таком случае записывается как

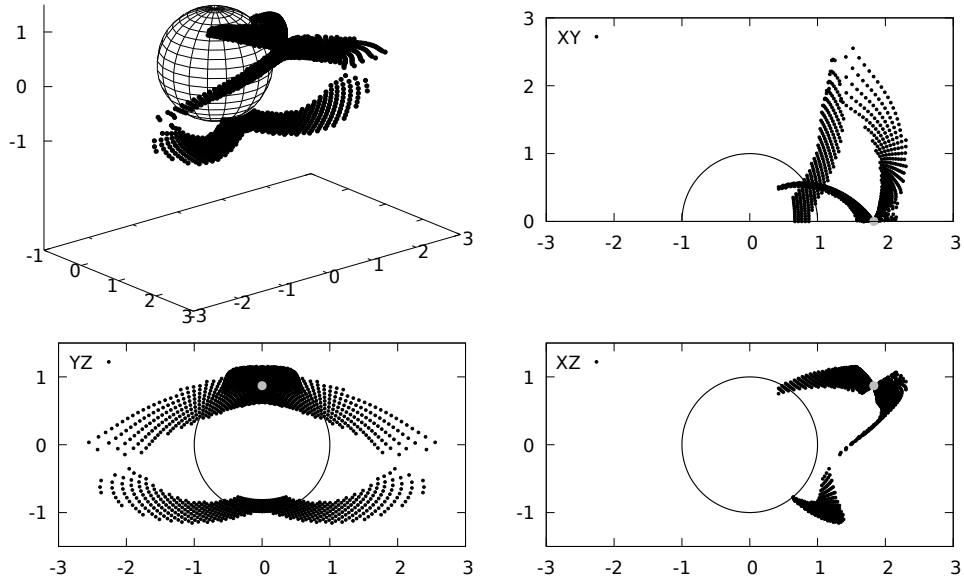


Рис. 1: СР-поверхность в магнитосфере с $r_{\text{mi}} = 2.2$ и $r_{\text{mo}} = 3.0$ для точки с координатами $r_{\text{m}} = 2.4 R_{\star}$, $\theta = 65^\circ$, $(X, Y, Z) = (1.8, 0, 0.8)$. Эта точка обозначена на графиках серым кружком. Слева сверху показан 3D вид поверхности, сферой обозначена поверхность звезды. Справа сверху, слева снизу и справа снизу — проекции на три координатных плоскости, на которых окружностью также обозначена поверхность звезды.

$$J_{ki} = (1 - \beta_{ik}(\vec{r}))S_{ki}(\vec{r}) + \beta_{ik}^*(\vec{r})I_{ki}^* + F_{ki}(\vec{r}), \quad (6)$$

где I_{ki}^* — средняя интенсивность излучения звезды, а S_{ki} — функция источника в линии:

$$S_{ki} = \frac{2h\nu_{ki}^3}{c^2} \left(\frac{n_i}{n_k} \frac{g_k}{g_i} - 1 \right)^{-1}, \quad (7)$$

$\beta_{ik}(\vec{r})$ — средняя вероятность выхода кванта в произвольном направлении без рассеяний:

$$\beta_{ik}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} d\Omega(\vec{n}) \frac{1 - \exp(\tau_{ik}(\vec{r}, \vec{n}))}{\tau_{ik}(\vec{r}, \vec{n})}, \quad (8)$$

$$\beta_{ik}^*(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_*} d\Omega(\vec{n}) \frac{1 - \exp(\tau_{ik}(\vec{r}, \vec{n}))}{\tau_{ik}(\vec{r}, \vec{n})} \exp\left(-\sum_{j=1}^N \tau_{ik}(\vec{r}_j, \vec{n})\right), \quad (9)$$

$$F_{ki}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} d\Omega(\vec{n}) \frac{1 - \exp(\tau_{ik}(\vec{r}, \vec{n}))}{\tau_{ik}(\vec{r}, \vec{n})} \sum_{j=1}^N S_{ki}(\vec{r}_j) (1 - \exp(\tau_{ik}(\vec{r}_j, \vec{n})) \exp\left(-\sum_{i=1}^{j-1} \tau_{ik}(\vec{r}_i, \vec{n})\right), \quad (10)$$

где F_{ki} учитывает нелокальное взаимодействие, \vec{n} — вектор, задающий направление на $d\Omega(\vec{n})$, а множители вида

$$\exp\left(-\sum_{j=1}^N \tau_{ik}(\vec{r}_j, \vec{n})\right)$$

учитывают поглощение излучения на СР-поверхности.

Интеграл в выражении для β_* (9), берется по всей видимой из точки \vec{r} части поверхности звезды. Подынтегральное выражение в (10) равно нулю в тех направлениях, в которых отсутствуют СР-поверхность. Оптическая толщина в точке \vec{r} в направлении \vec{n} рассчитывается по формуле

$$\tau_{ik}(\vec{r}, \vec{n}) = \frac{\pi e^2 f_{ik}}{m \nu_{ki} |\vec{\nabla}(\vec{v}\vec{n})\vec{n}|} n_i \left(1 - \frac{n_k}{n_i} \frac{g_i}{g_k}\right). \quad (11)$$

Расчеты показали, что нелокальное взаимодействие повышает значения населенностей возбужденных уровней на периферии магнитосферы ($r \approx r_m$), так как позволяет фотонам, излученным в более горячих областях, поглотиться в более холодных (см. рис. 2).

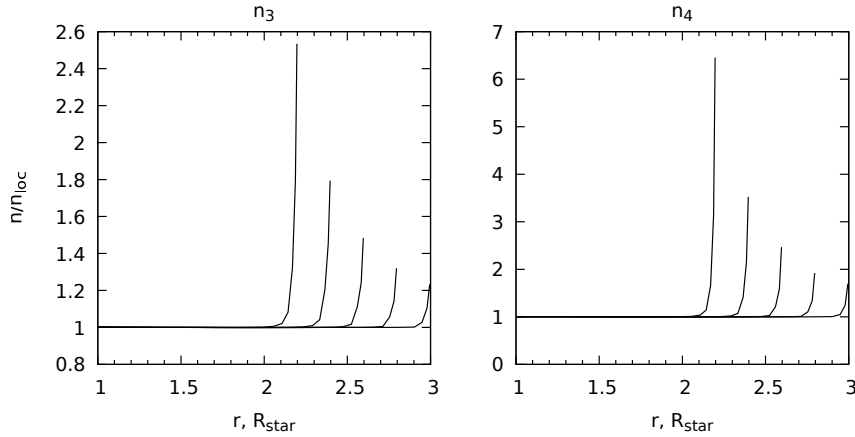


Рис. 2: Влияние нелокального взаимодействия на населенность третьего и четвертого уровней в магнитосфере. Показано отношение населенностей с учетом нелокального взаимодействия к населенностям, где оно не было учтено, вдоль пяти линий тока газа с различными r_m . Видно, что нелокальное взаимодействие в основном влияет только на периферии магнитосферы ($r \approx r_m$).

3.1. Расчет градиента скорости

Для расчета оптической толщины необходимо знать градиент скорости в сопутствующей системе координат в произвольном направлении: $|\vec{\nabla}(\vec{v}\vec{n})\vec{n}|$. В сферической системе координат вектор \vec{n} имеет вид:

$$\vec{n} = \cos(\alpha)\hat{r} + \frac{1}{r}\sin(\alpha)\cos(\beta)\hat{\theta} + \frac{1}{r\sin\theta}\sin(\alpha)\sin(\beta)\hat{\phi},$$

где α — угол между векторами \vec{r} и \vec{n} , а β — угол между проекцией \vec{n} на плоскость, содержащую $\hat{\theta}$ и $\hat{\phi}$, и $\hat{\theta}$. Распишем скалярное произведение:

$$\vec{v}\vec{n} = vn^r + r^2un^\theta.$$

Здесь n^r и n^θ — компоненты вектора \vec{n} . Далее необходимо вычислить производные \vec{n} . Их можно получить с помощью известного условия, что ковариантная производная постоянного вектора равна нулю:

$$\nabla_l n^m = \frac{\partial n^m}{\partial x^l} + \Gamma_{kl}^m n^k = 0 \Rightarrow \frac{\partial n^m}{\partial x^l} = -\Gamma_{kl}^m n^k.$$

Здесь по повторным индексам производится суммирование по координатам r, θ, ϕ , и x^r, x^θ, x^ϕ — это просто r, θ, ϕ . Так как символы Кристоффеля Γ_{kl}^m для сферической системы координат известны, можно записать необходимые нам производные:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^\theta}{\partial r} &= -\frac{1}{r}n^\theta, & \frac{\partial n^\theta}{\partial \theta} &= -\frac{1}{r}n^r, & \frac{\partial n^\theta}{\partial \phi} &= \sin\theta\cos\theta n^\phi \\ \frac{\partial n^r}{\partial \theta} &= rn^\theta, & \frac{\partial n^r}{\partial \phi} &= r\sin^2\theta n^\phi. \end{aligned}$$

Используя полученные выше соотношения, получаем выражение для градиента скорости в сопутствующей системе координат:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}(\vec{v}\vec{n})\vec{n} &= \frac{\partial v}{\partial r}\cos^2(\alpha) + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta}\cos(\alpha)\sin(\alpha)\cos(\beta) + \frac{v}{r}\sin^2(\alpha) + \\ &+ \frac{\partial u}{\partial r}\cos(\alpha)\sin(\alpha)\cos(\beta) + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial \theta}\sin^2(\alpha)\cos^2(\beta) - \\ &- \frac{u}{r}(\cos(\alpha)\sin(\alpha)\cos(\beta) - \cot\theta\sin^2(\alpha)\sin^2(\beta)). \end{aligned} \quad (12)$$

В простейшем случае радиально-симметричного движения ($u = 0, \partial v/\partial \theta = 0$), выражение (12) упрощается до известного:

$$\vec{\nabla}(\vec{v}\vec{n})\vec{n} = \frac{\partial v}{\partial r}\cos^2(\alpha) + \frac{v}{r}\sin^2(\alpha).$$

4. Решение уравнения переноса

4.1. Ориентация магнитосферы

Мы рассматриваем возможность отклонения оси магнитосферы от оси вращения звезды. Есть основания предполагать, что такая ситуация встречается у звезд Т Тельца довольно часто (см. например, Бувье (2007) и Аленкар и др. 2010). Чтобы упростить моделирование вращательной модуляции спектральных линий, мы задаем положение магнитосферы при помощи трех углов: угол

наклона оси вращения звезды к лучу зрения i , отклонение оси магнитосферы от оси вращения α , а также фазовый угол вращения ψ .

Для расчетов используется декартова система координат, в которой ось Z совпадает с лучом зрения, а ось Y направлена так, чтобы плоскость YZ содержала ось магнитосферы. В такой системе координат положение магнитосферы задается углом θ между осью магнитосферы и лучом зрения, определяемым из соотношения

$$\cos(\theta) = \cos(i) \cos(\alpha) + \sin(i) \sin(\alpha) \cos(\psi). \quad (13)$$

4.1.1. Вращение магнитосферы

Мы предполагаем, что вращение магнитосферы происходит твердотельно вокруг оси вращения звезды \vec{a} . В принятой системе координат этот вектор имеет вид

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{\sin(i) \sin(\alpha) \sin(\psi)}{\sin(\theta)}, \\ a_y &= \frac{\sin(i)(\cos(\alpha) \sin(i) - \cos(i) \sin(\alpha) \cos(\psi))}{\sin(\theta)}, \\ a_z &= \cos(i). \end{aligned} \quad (14)$$

Тогда можно записать лучевую скорость движения газа в магнитосфере как

$$v_z = v_{\text{zaccr}} + v_{\text{zrot}}, \quad (15)$$

где v_{zaccr} — лучевая скорость движения газа без учета вращения магнитосферы (определяемая соотношениями (2) и (3)), а v_{zrot} определяется выражением

$$v_{\text{zrot}} = \frac{v_{\text{eq}}}{R_\star} (a_x y - a_y x), \quad (16)$$

где v_{eq} — скорость вращения звезды на экваторе.

4.2. Расчет профиля линии

Чтобы рассчитать профиль линии необходимо сначала рассчитать полную (со всей магнитосферы) интенсивность излучения в линии F_ν на частоте ν , а также полную интенсивность в континууме F_c . Предполагается, что основной вклад в континуум линии вносят два компонента: звезда и горячее аккреционное пятно. Тогда профиль линии r_ν :

$$r_\nu = \frac{F_\nu + F_\tau(\nu)}{F_c}, \quad (17)$$

где F_τ учитывает излучение в континууме, прошедшее через магнитосферу.

4.2.1. Расчет излучения в линии

Полная интенсивность спектральной линии, соответствующей переходу $k \rightarrow i$, на частоте ν определяется формулой

$$F_\nu = \int_S I_\nu(x, y) dS, \quad (18)$$

где S - площадь проекции излучающей области на картинную плоскость. Ниже для простоты мы опускаем в формулах зависимость от координат x, y .

$$I_\nu = \int_{z_0}^{z_k} S_{ki}(z) k_{ik}(\nu, z) e^{-\tau_{ik}(\nu, z)} dz, \quad (19)$$

$$\tau_{ik}(\nu, z) = \int_z^{z_k} k_{ik}(\nu, z') dz', \quad (20)$$

$$S_{ki}(z) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left(\frac{n_i}{n_k} \frac{g_k}{g_i} - 1 \right)^{-1}, \quad (21)$$

$$k_{ik}(\nu, z) = 0.02654 f_{ik} \alpha(\nu, z) n_i \left(1 - \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i} \right), \quad (22)$$

$$\alpha(\nu, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \exp \left(- \left[\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} - \frac{v_z(z)}{v_t} \right]^2 \right), \quad (23)$$

где $S_{ki}(z)$ - функция источника, $k_{ik}(\nu, z)$ - коэффициент поглощения, ν_0 - центральная частота линии перехода $i \rightarrow k$, v_t - тепловая скорость, $\Delta\nu_D$ - доплеровская ширина линии, $v_z(z)$ - лучевая скорость газа, рассчитываемая по формулам (15), (16).

Для линии $\text{H}\alpha$ вместо доплеровского профиля в (23) использовался фойгтовский профиль $H(a, x)$:

$$\alpha(\nu, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} H \left(\frac{\delta}{\Delta\lambda_D}, \left[\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} - \frac{v_z(z)}{v_t} \right] \right), \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_D = \Delta\nu_D \frac{c}{\nu_0^2}, \quad \delta = C_{\text{rad}} + C_{\text{vdW}} \frac{n_{\text{HI}}}{10^{16} \text{ см}^{-3}} \left(\frac{T}{5000\text{K}} \right)^{0.3} + \\ + C_{\text{Stark}} \frac{n_e}{10^{12} \text{ см}^{-3}} + C_{\text{res}} \frac{n_{\text{HI}}}{10^{16} \text{ см}^{-3}}, \end{aligned} \quad (25)$$

где коэффициенты C_{rad} , C_{vdW} , C_{Stark} и C_{res} взяты из работы Люттермозера (1992). Для расчета $H(a, x)$ использовались разложения в ряд и программа из работы Хамлисека (1982).

4.2.2. Расчет излучения в континууме

Как отмечалось выше, основной вклад в континуум в окрестности рассматриваемых линий дают два источника: звезда и горячее аккреционное пятно. Излучение звезды предполагается чернотельным:

$$I_\star = B_{\nu_0}(T_\star) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{1}{\exp \left(\frac{h\nu}{k_b T_\star} \right) - 1}, \quad (26)$$

где T_* - эффективная температура звезды.

Вклад горячего аккреционного пятна рассчитывается из предположения, что вся кинетическая энергия падающего на звезду газа преобразуется в чернотельное излучение. Тогда можно рассчитать полную светимость аккреционного пятна и его температуру T_{spot} в зависимости от темпа аккреции. Такой способ, в частности, использовали Хартманн и др. (1994). Так как излучение пятна предполагается чернотельным, его интенсивность также задается формулой Планка:

$$I_{\text{spot}} = B_{\nu_0}(T_{\text{spot}}). \quad (27)$$

Полное излучение в континууме задается интегралом

$$F_c = \int_{S_*} I_c dS, \quad (28)$$

где S_* - площадь диска звезды на картинной плоскости, а I_c это либо I_* , либо I_{spot} в зависимости от того, попадает ли при интегрировании элементарная площадка dS на горячее пятно. На рис. 3 показана доля площади диска звезды, занимаемая горячим пятном в зависимости от угла наклона i для магнитосферы с $r_{\text{mi}} = 2.2$, $r_{\text{mo}} = 3$, а на рис. 4 показаны отношения потока от горячего пятна к потоку от звезды в линии $\text{H}\alpha$ в зависимости от угла i для разных значений темпа аккреции.

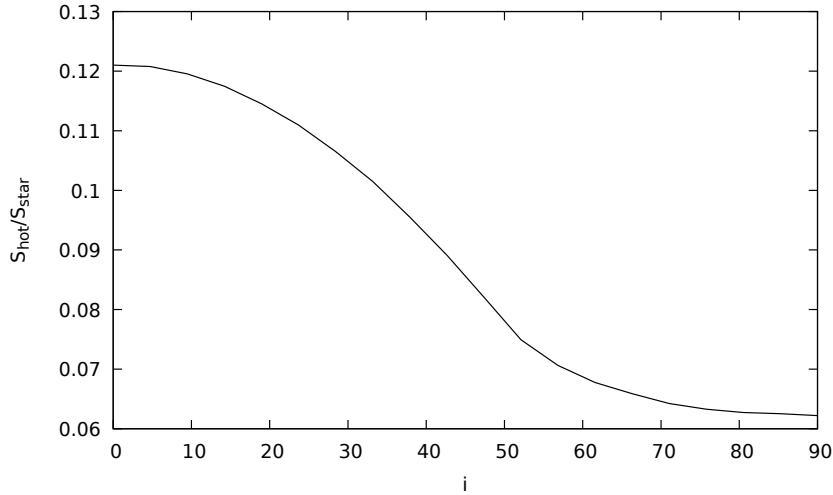


Рис. 3: Зависимость доли площади диска звезды, занимаемой горячим пятном, от угла наклона оси магнитосферы к лучу зрения.

Из рис. 3 и 4 видно, что площадь аккреционного пятна и потока излучения в окрестности линии $\text{H}\alpha$ при наблюдениях звезды с полюса примерно в два раза больше, чем при наблюдениях с экватора.

Интенсивность излучения звезды и аккреционного пятна, прошедшего через магнитосферу, определяется по формуле:

$$F_\tau(\nu) = \int_{S_*} I_c e^{-\tau_\nu} dS, \quad (29)$$

где τ_ν - оптическая толщина магнитосферы на луче зрения на частоте ν .

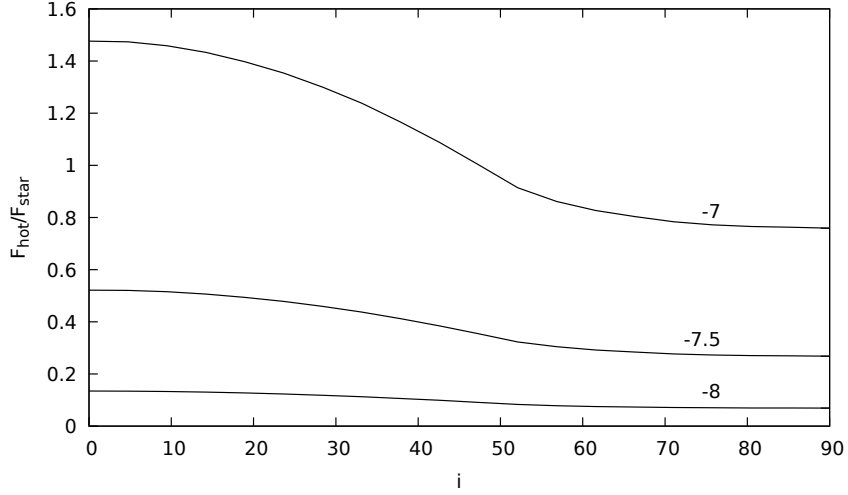


Рис. 4: Отношение потока в континууме в окрестности линии $H\alpha$ от горячего пятна к потоку от звезды как функция угла наклона оси магнитосферы к лучу зрения. Десятичный логарифм темпа аккреции в $M_{\odot}/\text{год}$ для каждой линии указан справа.

5. Результаты

Для расчетов были написаны 2 программы на языке Фортран: одна — для решения системы уравнений стационарности, основанная на программе из статьи Гринина и Катывшевой (1980), в которую были введены дополнительные радиационные члены, учитывающие нелокальное взаимодействие, другая — для расчета профиля линии при различных ориентациях магнитосферы. Первая из них затем была подключена к программе на языке Python, чтобы рассчитывать температурный режим способом, описанном в работе Хартманна и др. (1994). В таблице 1 перечислены все независимые параметры модели и указаны их значения, для которых проводились расчеты.

5.1. Решение системы уравнений стационарности

На рис. 5 показана сетка, в каждой точке которой решалась система уравнений стационарности и ионизационного равновесия.

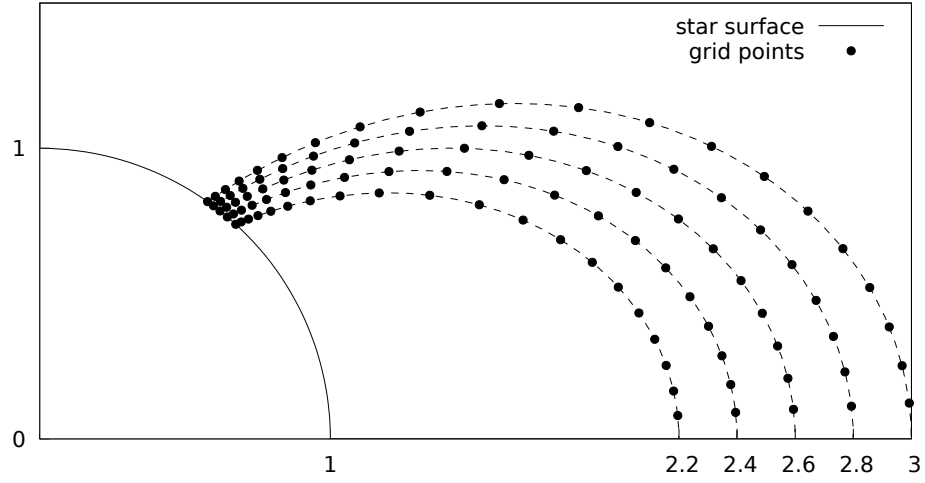


Рис. 5: Вычислительная сетка, использованная при решении системы уравнений стационарности и ионизационного равновесия в магнитосфере. Пунктирными линиями показаны пять траекторий движения газа.

Таблица 1: Параметры модели

Параметры магнитосферы

r_{mi}	Внутренний радиус магнитосферы	$2.2R_{\star}$
r_{mo}	Внешний радиус магнитосферы	$3.0R_{\star}$
\dot{M}	Темп аккреции	$10^{-9}\text{-}10^{-8} \text{ M}_{\odot}/\text{год}$
T_{max}	Максимальная температура в магнитосфере без учета горячей области	7500 K
d_{hot}	Размер горячей области у поверхности звезды	$0.1R_{\star}$
T_{hot}	Прибавка к температуре в горячей области	0, 5000 K

Параметры звезды

R_{\star}	Радиус звезды	$2R_{\odot}$
M_{\star}	Масса звезды	$0.8M_{\odot}$
T_{\star}	Температура звезды	4000 K
v_{eq}	Скорость вращения звезды на экваторе	0, 15 км/с

Параметры ориентации оси магнитосферы

i	Угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения	$15\text{-}75^{\circ}$
α	Угол наклона оси магнитосферы к оси вращения звезды	0, 15°
ψ	Фаза вращения звезды	0- 180°

На Рис. 6 и 7 показаны зависимости от r температуры, концентрации электронов, а также населенностей первого и второго уровня в магнитосфере в модели с темпом аккреции $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ и $T_{\text{max}} = 7500$ К. Эти значения выбраны такими же как в статье Хартманна и др. (1994). На графиках также штриховой линией показан вклад дополнительного нагрева с параметрами $d_{\text{hot}} = 0.1$ и $T_{\text{hot}} = 5000$ К, значения которых выбраны в соответствии со статьей Додина (2018).

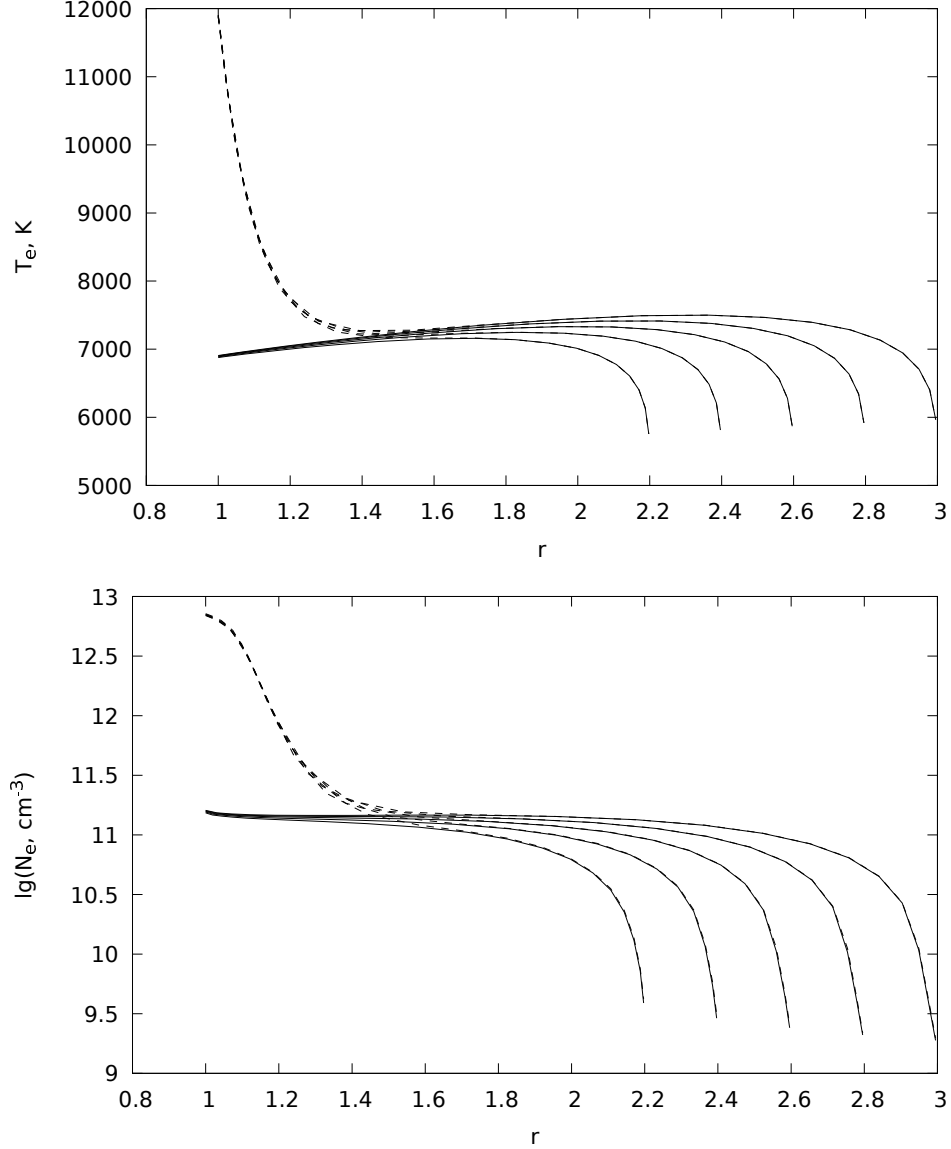


Рис. 6: Температура (T_e) и электронная концентрация (N_e) в магнитосфере вдоль пяти линий тока газа с различными r_m . Пунктиром показан вклад горячей области с $d_{\text{hot}} = 0.1$ и $T_{\text{hot}} = 5000$ К.

5.2. Профили водородных линий без учета вращения магнитосферы

На рис. 8 и 9 показаны профили линий $H\alpha$ и $H\beta$ для модели магнитосферы, ось которой совпадает с осью вращения звезды. Скорость вращения v_{eq} принята равной нулю. Штриховой линией показаны профили, рассчитанные с учетом вклада дополнительного нагрева магнитосферы. Видно,

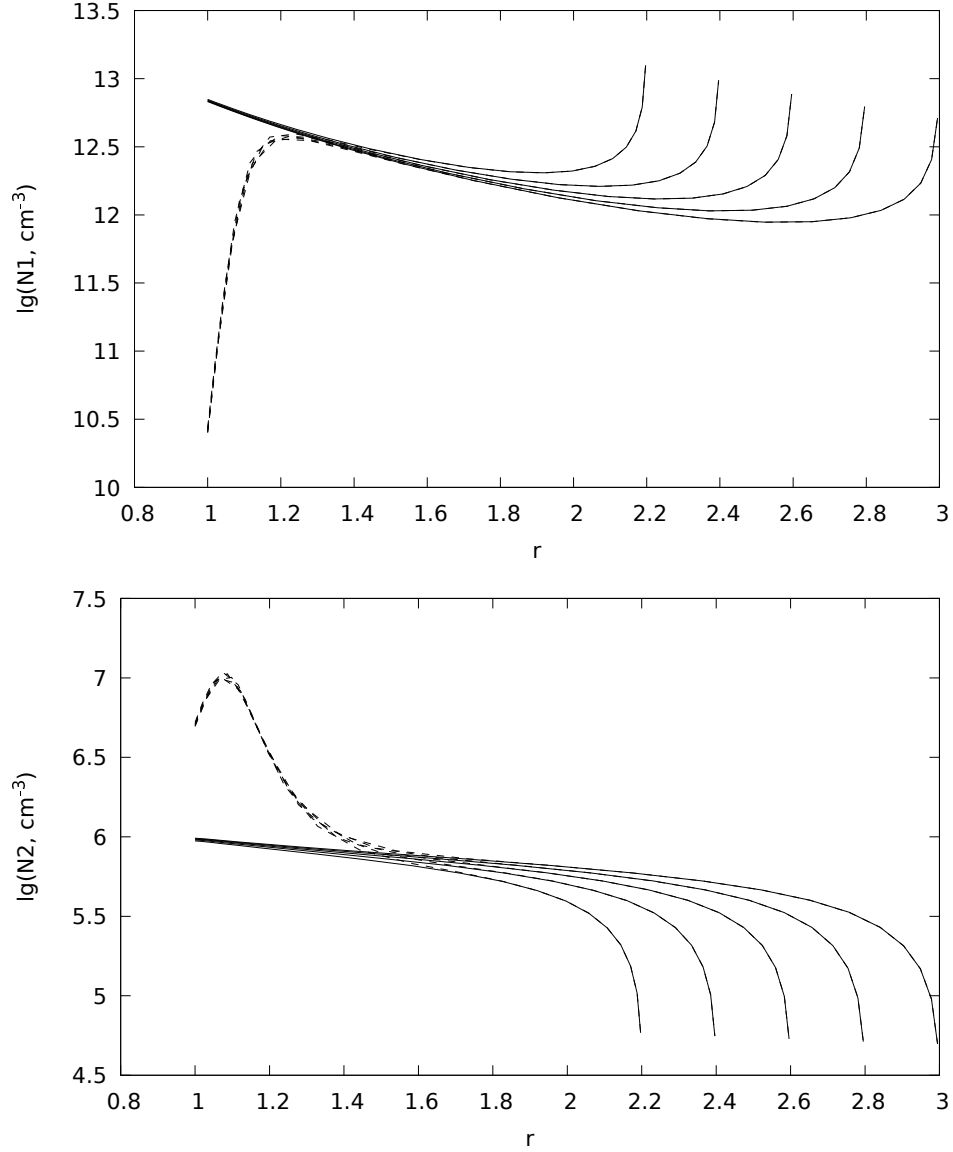


Рис. 7: Населенности первого ($N1$) и второго ($N2$) уровня в магнитосфере вдоль пяти линий тока газа с различными r_m . Пунктиром показан вклад горячей области с $d_{\text{hot}} = 0.1$ и $T_{\text{hot}} = 5000$ К.

что чем больше угол наклона i , тем менее интенсивными и более широкими становятся линии. Однако в моделях с дополнительным нагревом, при малых значениях темпа аккреции ($\leq 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ - для $H\beta$ и $\leq 10^{-8.5} M_{\odot}/\text{год}$ - для $H\alpha$), самые интенсивные профили получаются при $i = 30^\circ$. Дополнительный нагрев магнитосферы приводит к увеличению интенсивности линий. При этом усложняются их профили. При темпе аккреции больше $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ учет излучения горячей пятна приводит к появлению красного абсорбционного компонента в линии $H\beta$. Этот эффект наиболее заметен при угле наклона $i = 60^\circ$.

5.3. Учет вращения магнитосферы

Вращение магнитосферы, ось которой наклонена относительно оси вращения звезды, приводит к периодическим изменениям профилей спектральных линий. На рис. 10 и 11 в качестве примера показаны профили линий $H\alpha$ и $H\beta$, рассчитанные для модели магнитосферы, наклоненной на углом $\alpha = 15^\circ$ относительно оси вращения звезды. Скорость вращения звезды на экваторе принята равной 15 км/с. Остальные параметры звезды, а также размеры магнитосферы, остаются такими же, как и в предыдущем разделе. При расчете профилей линий также учитывался дополнительный нагрев магнитосферы с параметрами $d_{\text{hot}} = 0.1$ и $T_{\text{hot}} = 5000$ К. Расчеты выполнены для трех значений угла наклона оси вращения звезды к лучу зрения i и темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-7.2} M_\odot/\text{год}$. Значение T_{max} принято равным 7500 К.

Из рис. 10 и 11 видно, что наибольшие изменения профилей линий из-за наклона магнитосферы получаются в моделях с большим углом наклона оси вращения относительно направления на наблюдателя. К звездам типа Т Тельца с такой ориентацией относятся звезды с переменностью блеска типа АА Тау, и именно у таких звезд наблюдается сильная переменность профилей эмиссионных линий (см. например, рис. 7 в статье МакГиннис и др. 2015).

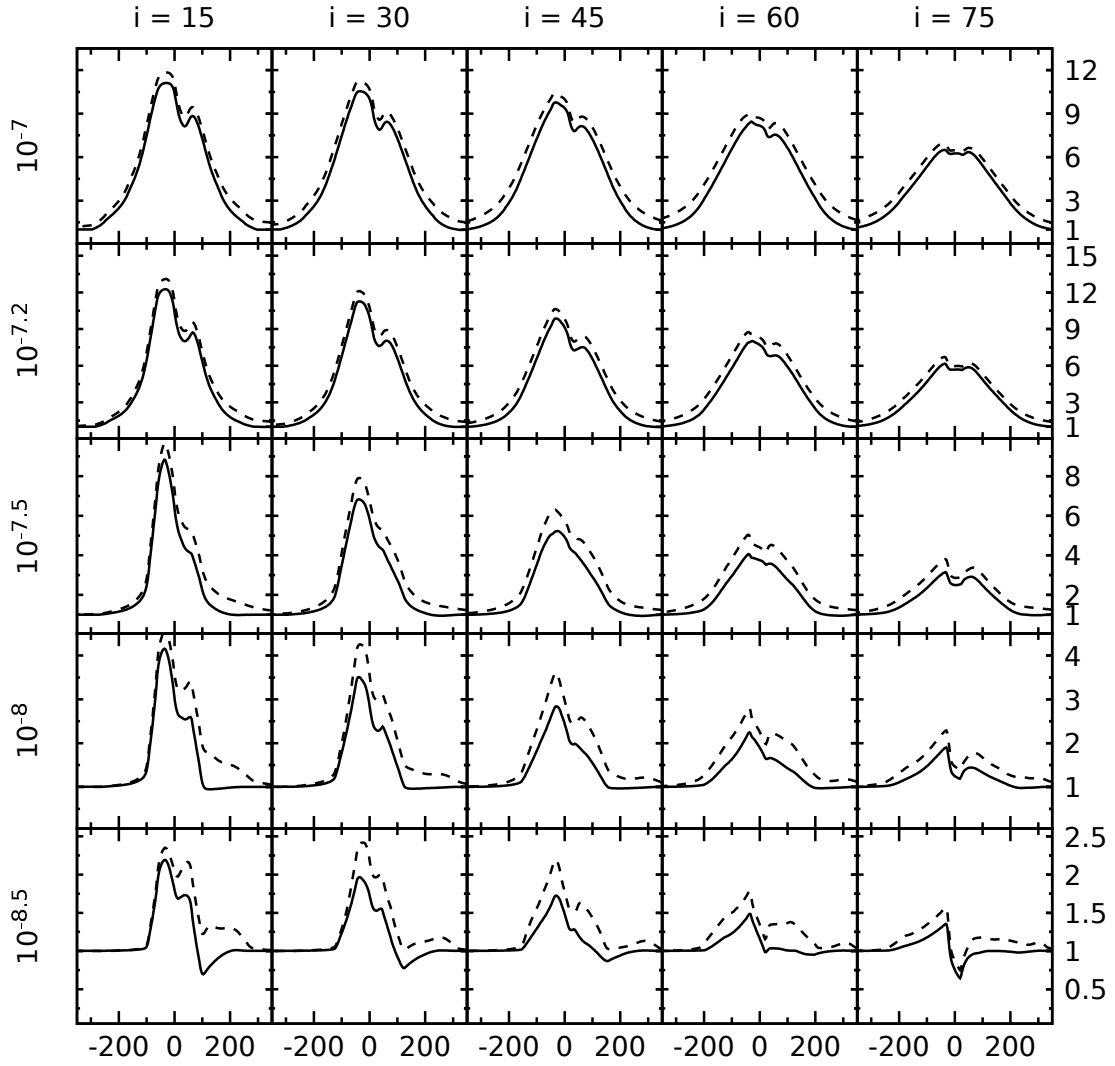


Рис. 8: Профили линии $H\alpha$ для различных углов и темпов аккреции. Температура T_{\max} для всех моделей равна 7500 K. Слева подписаны темп аккреции \dot{M} в $M_{\odot}/\text{год}$, сверху — угол наклона оси магнитосферы к лучу зрения в градусах. Пунктиром нанесены профили в моделях с дополнительным нагревом: $T_{\text{hot}} = 5000$ K, $d_{\text{hot}} = 0.1$.

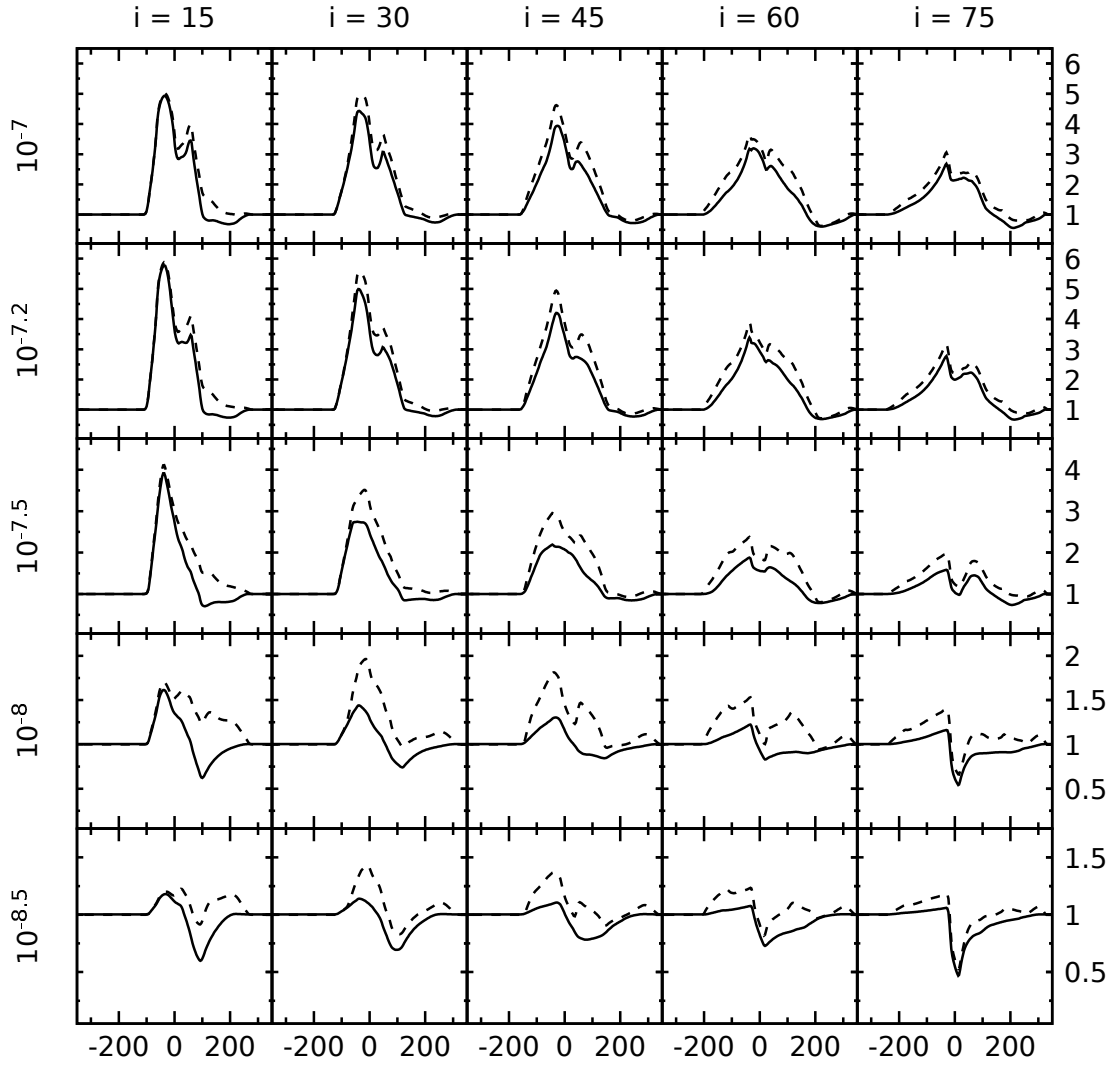


Рис. 9: Профили линии $H\beta$ для различных углов и темпов аккреции. Температура T_{\max} для всех моделей равна 7500 K. Слева подписаны темп аккреции \dot{M} в $M_{\odot}/\text{год}$, сверху — угол наклона оси магнитосферы к лучу зрения в градусах. Пунктиром нанесены профили в моделях с дополнительным нагревом: $T_{\text{hot}} = 5000$ K, $d_{\text{hot}} = 0.1$.

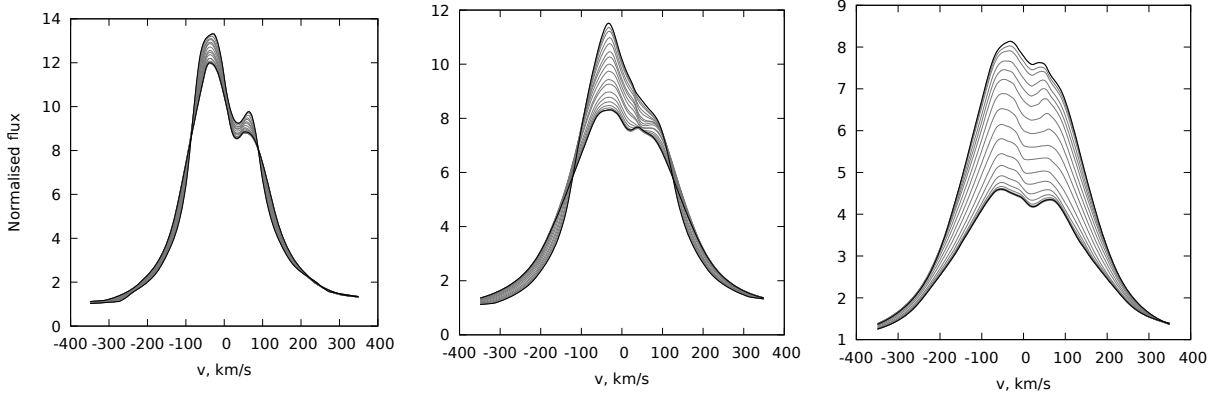


Рис. 10: Переменность профиля линии $H\alpha$ при вращении магнитосферы с $\dot{M} = 10^{-7.2} M_{\odot}/\text{год}$ и $T_{\text{max}} = 7500$ K, а также с дополнительным нагревом: $T_{\text{hot}} = 5000$ K, $d_{\text{hot}} = 0.1$ для различных углов i . От левого графика к правому: $i = 15, 45, 75^\circ$. Серыми линиями нанесены профили для разных фаз $0^\circ < \psi < 180^\circ$ с шагом в 10° . Черными линиями отмечены крайние фазы $\psi = 0^\circ$ и $\psi = 180^\circ$.

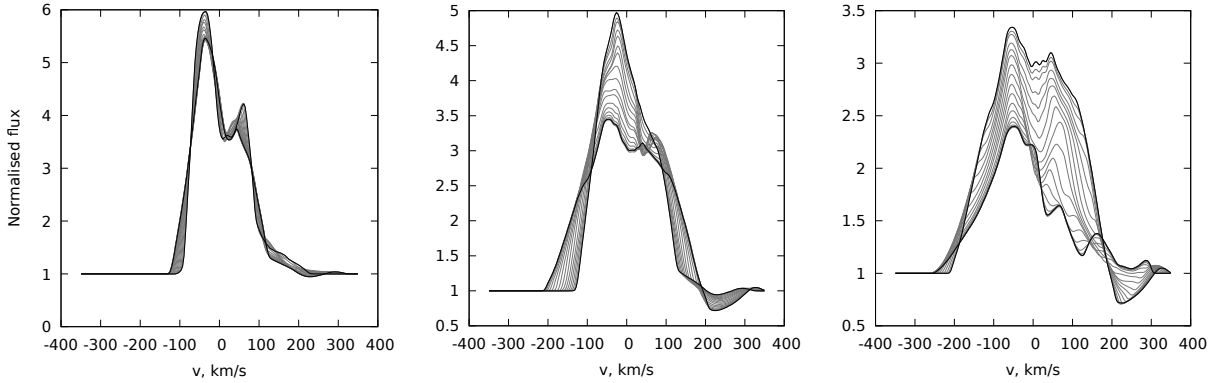


Рис. 11: Переменность профиля линии $H\beta$ при вращении магнитосферы с $\dot{M} = 10^{-7.2} M_{\odot}/\text{год}$ и $T_{\text{max}} = 7500$ K, а также с дополнительным нагревом: $T_{\text{hot}} = 5000$ K, $d_{\text{hot}} = 0.1$ для различных углов i . От левого графика к правому: $i = 15, 45, 75^\circ$. Серыми линиями нанесены профили для разных фаз $0^\circ < \psi < 180^\circ$ с шагом в 10° . Черными линиями отмечены крайние фазы $\psi = 0^\circ$ и $\psi = 180^\circ$.

6. Заключение

Основным результатом данной работы является программная реализация алгоритма, позволяющего моделировать профили магнитосферных линий водорода в спектрах молодых звезд. Представленные выше модельные профили водородных линий похожи на теоретические профили соответствующих водородных линий из работ Хартманна и др. (1994) и Мацеролле и др. (2001). Полного совпадения ожидать нельзя, так как модели не совсем идентичны. Этот алгоритм предполагается использовать в дальнейшем вместе с существующими моделями магнитосферного и дискового ветров (Тамбовцева и др. 2014, Гринин и Тамбовцева 2011) для расчетов эмиссионных спектров звезд типа Т Тельца, определения физических параметров магнитосфер звезд, таких как темп аккреции, угол наклона оси магнитосферы к лучу зрения и др., а также для моделирования вращательной модуляции профилей эмиссионных линий, вызванных наклоном магнитного диполя относительно оси вращения звезды. Расчеты такого типа носят пока еще единичный характер (Куросава и др 2008; Лима и др. 2010; Есо и др. 2014). Ясно, однако, что именно такие комплексные модели, учитывающие вклад всех основных компонент эмиссионных областей, позволяют наложить ограничения на их физические параметры.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П12 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аленкар и др.* (S.H.P. Alencar, P.S. Teixeira, M.M. Guimaraes et al.), *Astron. Astrophys.* **519**, A88 (2010)
2. *Бувье и др.* (J. Bouvier, A. Chelli, S. Allain et al.), *Astron. Astrophys.* **349**, 619 (1999)
3. *Бувье и др.* (J. Bouvier, S.H.P. Alencar, T. Bouvier et al.), *Astron. Astrophys.* **463**, 1017 (2007)
4. *Грачев С.И., Гринин В.П.*, *Астрофизика*, **11**, 20 (1975)
5. *Гринин В.П., Тамбовцева Л.В.*, *Астрон. журн.* **88**, 766 (2011)
6. *Гринин В.П., Катыхиева Н.А.*, *Изв. КрАО*, **62**, 52 (1980)
7. *Джонс, Басри* (C.M. Johns, G. Basri), *Astrophys. J.* **449**, 341 (1995)
8. *Джонс-Крулл и др.* (C.M. Johns-Krull, J.A. Valenti, A.P. Hatzes, & A. Kanaan), *Astrophys. J.*, **510**, L41 (1999)
9. *Додин* (A. Dodin), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 4367 (2018)
10. *Есо и др.* C.F. Esau, T.J. Harries, J. Bouvier), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **443**, 1022 (2014)
11. *Куросава и др.* (R. Kurosawa, M.M. Romanova, T.J. Harries), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **385**, 1931 (2008)
12. *Ламзин С.А.*, *Астрон. журн.* **47**, 498 (1998)
13. *Лима и др.* (G.H.R.A. Lima, S.H.P. Alencar, N. Calvet et al.), *Astron. Astrophys.* **522**, A104 (2010)
14. *Люттермозер, Джонсон* (D.G. Luttermoser, H.R. Johnson), *Astrophys. J.* **388**, 579 (1992)
15. *МакГиннис и др.* (P.T. McGinnis, S.H.P. Alencar, M.M. Guimaraes et al.), *Astron. Astrophys.* **577**, A11 (2015)
16. *Матт, Пудритц* (S. Matt, R.E. Pudritz), *Astrophys. J.* **632**, L135 (2005)
17. *Муцеролле и др.* (J. Muzerolle, N. Calvet, L. Hartmann), *Astrophys. J.* **550**, 944 (2001)
18. *Петров П.П.*, *Астрофизика*, **46**, 506 (2003)
19. *Петров и др.* (P.P. Petrov, G.F. Gahm, J.F. Gameiro et al.), *Astron. Astrophys.* **369**, 993 (2001)
20. *Райбикки, Хаммер* (G.B. Rybicki, D.G. Hummer), *Astrophys. J.* **219**, 654 (1978)
21. *Соболев В.В.*, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд-во ЛГУ, (1947)
22. *Соболев В.В.*, *Астрон. журн.* **34**, 694 (1957)
23. *Тамбовцева, Гринин* (L.V. Tambovtseva, V.P. Grinin, G. Weigelt), *Astron. Astrophys.* **562**, A104 (2014)
24. *Хамлицек* (J. Humlicek), *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **27**, 437 (1982)
25. *Хартманн и др.* (L. Hartmann, R. Hewett, N. Calvet), *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994)