

УДК: 524.338.5:524.86

ОБРАЗОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА, КАЛЬЦИЯ И МАГНИЯ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

В. П. ГРИНИН, А. С. МИЦКЕВИЧ

Поступила 7 мая 1990

На основе совместного решения не-ЛТР задач для атомов водорода, кальция, магния и их ионов рассмотрены условия образования важнейших эмиссионных линий этих элементов в звездном ветре Т Тау-звезд. В рамках сферически-симметричных изотермических моделей исследована зависимость светимостей звездного ветра в линиях H_{α} , K Mg II и K Ca II от его параметров: электронной температуры, темпа истечения вещества и вида кинематической модели (расширение с ускорением или с замедлением). Исследована также зависимость светимостей от параметров звезд: радиуса, эффективной температуры и распределения энергии в спектре. Показано, что, несмотря на низкие температуры, излучение звезд типа Т Тельца (ионизующее атомы водорода с возбужденных уровней) оказывает заметное влияние на образование эмиссионных спектров звезд. Из сравнения с наблюдаемыми светимостями (использованы данные Калвет и др. [22] и Кухи [36]) найдено, что звездный ветер имеет в среднем довольно высокие электронные температуры ($T_e \approx 7000-8000$ К) и значения темпа потери массы в интервале: $\dot{M} \approx 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot} / \text{год}$. Примерно такие же значения \dot{M} необходимы и для термализации инфракрасного триплета кальция, образующегося в основании звездного ветра. Получены указания на то, что скорость истечения газа из звезд типа Т Тельца меняется немонотонно с удалением от звезды.

1. *Введение.* Интенсивное истечение вещества (звездный ветер), наблюдаемое на ранних стадиях эволюции звезд солнечного типа, является одной из важнейших особенностей состояния молодых звезд, природа которого во многом остается пока не выясненной. Потенциальными источниками истекающей материи могут быть как сами звезды, так и околозвездные газопылевые диски (см. обзоры [1—4]). В последнем случае истечение является побочным продуктом дисковой аккреции газа на звезду [5, 6]. Однако применительно к звездам типа Т Тельца мы можем сейчас с большими основаниями, чем прежде, говорить о том, что у основной массы этих звезд (за исключением экстремально молодых объектов с биконическими молекулярными истечениями и джетами [6, 7]) реализуется

первый из этих двух вариантов истечения. На это указывают последние данные о скоростях вращения звезд типа Т Тельца [8—10], согласно которым они вращаются в целом довольно медленно: у звезд с массой $M \leq 1.25 M_{\odot}$ среднее значение $v \times \sin i \approx 15$ км/с. Причем, согласно [9], звезды с массами $M = 0.5—1.0 M_{\odot}$ должны потерять до прихода на главную последовательность еще не менее $3/4$ своего углового момента, что возможно лишь в случае истечения вещества из самих звезд.

Механизмом, способным в условиях звезд типа Т Тельца ускорить газ до наблюдаемых скоростей, может быть давление МГД-волн, генерируемых в магнитных пятнах на поверхности звезд [11—13]. Возможности этого механизма (органически связанного с общей концепцией хромосферной и магнитной активности Т Таури-звезд [14—17]) детально исследовались в работе Хартманна и др. [12], в которой была предпринята попытка построения самосогласованных моделей МГД-ветра. Эта попытка, однако, не была полностью успешной и встретила ряд возражений как в методическом плане [18], так и со стороны наблюдений [1, 19]. В частности, ее авторам не удалось объяснить часто встречающийся в спектрах звезд типа Т Тельца вид профиля линий: двухкомпонентную эмиссию со смещением в синюю сторону абсорбционным провалом.

Общим недостатком этой и других опубликованных к настоящему времени моделей звездного ветра является то, что в них для определения физических параметров излучающего газа используются в основном водородные линии. Между тем, имеются указания на то, что по крайней мере у части звезд типа Т Тельца наряду с водородной эмиссией* в протяженных газовых оболочках с образуются также эмиссионные линии ряда других атомов, в том числе интенсивные резонансные линии ионов Ca II и Mg II. Об этом свидетельствуют: а) общее сходство профилей линий H_{α} , K Ca II и k Mg II в спектрах ряда звезд типа Т Тельца (см., например, [19—21]); б) наблюдаемые корреляции потоков излучения в линиях H_{α} , K Ca II и k Mg II [22, 23]; в) результаты теоретического анализа образования линий водорода и Ca II в движущихся оболочках звезд типа Т Тельца [24].

В целом, однако, вопрос о том, где формируются эмиссионные линии тех или иных элементов — в хромосферах и активных областях на поверхности звезд, или в звездном ветре, — относится к числу наиболее спорных вопросов физики звезд типа Т Тельца (см., например, [22]). Поэтому одна из главных задач настоящей статьи заключается в том, чтобы выяснить, возможно ли в рамках моделей звездного ветра объяснить наблю-

* Доказательство того, что водородные линии у большинства звезд типа Т Тельца образуются в звездном ветре, а не в хромосферах, основано на анализе наблюдаемых балмеровских деформентов [16, 25, 26].

даемых светимостей этих звезд в эмиссионных линиях всех трех элементов — водорода, кальция и магния — и, если да, то каковы диагностические возможности указанных линий при определении основных параметров звездного ветра?

С этой целью рассчитаны сетки не-ЛТР моделей изотермических, расширяющихся оболочек звезд типа Т Тельца на основе которых вычислены интегральные светимости в линиях H_α , К Ca II и k Mg II. Исследована чувствительность указанных линий к исходным параметрам моделей. Рассмотрены также условия термализации инфракрасного триплета Ca II и найдены ограничения на параметры звездного ветра, удовлетворяющие этим условиям. Из сравнения наблюдаемых и теоретических светимостей определены характерные температуры звездного ветра и наиболее вероятный интервал значений темпа потери массы \dot{M} .

2. *Постановка задачи и метод решения.* Рассмотрим образование эмиссионных линий водорода, кальция и магния в сферически-симметричном звездном ветре в предположении, что электронная температура газа T_e постоянна, а его плотность меняется в соответствии с уравнением неразрывности:

$$\rho(r) v(r) r^2 = \text{const.} \quad (1)$$

В этом случае плотность $\rho(r)$ зависит от темпа потери массы \dot{M} и принятого закона изменения скорости расширения $v(r)$.

Условие изотермичности, безусловно, является довольно грубым приближением. Однако его применение в данном случае оправдано, во-первых, тем, что рассматриваются спектральные линии атомов и ионов с близкими потенциалами ионизации, образующиеся примерно в одинаковых температурных условиях. Во-вторых, источником нагрева звездного ветра Т Таури-звезд являются, по-видимому, механические движения газа и МГД-волны, точное описание которых в настоящее время весьма проблематично.

2.1. *Выбор поля скоростей.* С учетом предпринимавшихся ранее попыток моделирования звездного ветра Т Таури-звезд [12, 27—30] рассмотрим две альтернативные кинематические модели:

А. Истечение с замедлением.

$$v(r) = v_{\max} (r/R_\star)^{-1/2}, \quad (2)$$

где значение начальной скорости v_{\max} принято равным 400 км/с, что соответствует максимальным скоростям движения газа, определяемым по профилям линии H_α [31].

Этот случай рассматривался в ранних моделях истечения [27, 28], где предполагалось, что зона ускорения ветра находится вблизи поверхности звезды и ее вклад в образование эмиссионных линий мал (наблюдательные данные в пользу этого предположения приведены в [19]). Вне этой компактной зоны расширение газа контролируется гравитационным полем звезды и происходит по баллистическому закону. Сильным аргументом в пользу данного типа движений служит то обстоятельство, что максимальные скорости движения газа, определяемые из профилей эмиссионных линий, близки к скоростям убегания у поверхности звезд типа Т Тельца.

В. Истечение с ускорением.

$$v(r) = v_0 + v_1 (1 - (r/R_*)^{-\alpha}), \quad (3)$$

где R_* — радиус звезды.

Этот закон изменения $v(r)$ качественно согласуется с моделями МГД-ветра [12]. Как показали недавно Натта и др. [29], состояние ионизации атомов водорода в моделях (3) слабо зависит от параметра α . С учетом этого мы выбрали $\alpha = 1$. При расчетах принято: $v_0 = 30$ км/с и $v_1 = 400$ км/с.

2.2. Метод решения. При фиксированном поле скоростей задание электронной температуры T_e , темпа истечения \dot{M} , а также температуры и радиуса звезды T_* и R_* полностью определяет состояние возбуждения и ионизации атомов в расширяющейся оболочке. При расчетах она разбивалась на несколько десятков (до пятидесяти) слоев с переменным шагом по r . В каждом слое при решении не-ЛТР задач для атомов водорода, кальция и магния учитывалось следующее количество атомных уровней: для атома H—10; для Ca I—6, для Ca II—5, для Ca III—1; для Mg I и Mg II—по 6, и для Mg III—1. Относительное содержание магния и кальция в звездном ветре принималось равным солнечному.

Детальное описание метода решения не-ЛТР задачи, а также сведения об используемых атомных параметрах приведены в нашей предыдущей статье [32]. Здесь отметим лишь, что в уравнениях стационарности и ионизационного баланса учтены все основные радиационные и столкновительные процессы возбуждения и ионизации рассматриваемых атомов и ионов: электронные удары, фотоионизации излучением звезды, ионизации L_c -квантами звездного ветра, фотовозбуждения излучением звезды и собственным излучением газа. При рассмотрении ионизационного баланса $\text{Mg I} \rightleftharpoons \text{Mg II}$ и $\text{Ca I} \rightleftharpoons \text{Ca II}$ наряду с радиативными рекомбинациями учитывались также диэлектронные рекомбинации.

Особую сложность представляет учет ионизаций ионов кальция с терма 3^2D излучением в линии L_α водорода. Расчеты показали, что данный механизм является весьма эффективным и в подавляющем большинстве

случаев определяет ионизационный баланс $\text{Ca II} \rightleftharpoons \text{Ca III}$. Поскольку интенсивность L_{ν} -излучения: $I_{L_{\nu}}$ в каждом слое определяется всей оболочкой, решение не-ЛТР задачи для кальция возможно лишь после выполнения соответствующих расчетов для атомов водорода во всей излучающей области.

В приведенных ниже расчетах состояние ионов кальция определялось с использованием значений $I_{L_{\nu}}$, полученных путем численного интегрирования по всей оболочке. При этом в кинематических моделях с замедлением учитывалось поглощение L_{ν} -квантов поверхностями сопутствующих точек (см. по этому поводу [33]). При расчетах не учитывалось влияние на населенности атомных уровней радиационного взаимодействия в линиях H_{α} и H Ca II , обусловленного их частичным блендированием.

Радиационные члены, описывающие дискретные переходы между атомными уровнями, рассчитывались в приближении вероятностного метода Соболева [34]. Вероятности выхода квантов из среды вычислялись с учетом сферичности слоев. В моделях истечения с замедлением мы игнорировали эффекты нелокального радиационного взаимодействия при решении систем уравнений стационарности (см. по этому поводу [35]), но учитывали их при вычислении оптических толщин в частотах спектральных линий в выражении для интенсивности излучения (5). Предполагалось (и это предположение контролировалось при расчетах), что излучающий газ прозрачен во всех континуумах кроме лаймановского.

3. *Расчет светимостей спектральных линий.* Вычисление полных светимостей звездного ветра в частотах рассматриваемых линий производилось с использованием точных выражений для интенсивности выходящего излучения:

$$L = 4\pi \left\{ 2\pi \int_0^{\infty} d\nu \int_0^{\infty} I(\nu, p) p dp \right\}, \quad (4)$$

где $I(\nu, p)$ — интенсивность излучения в направлении на наблюдателя на прицельном расстоянии p от центра звезды на частоте ν в неподвижной системе координат (связанной со звездой):

$$I(\nu, p) = \int_{z_1}^{\infty} S(r) e^{-\tau(\nu, z)} k(\nu, p, z) dz. \quad (5)$$

Здесь S — функция источников, $z = (r^2 - p^2)^{1/2}$ — расстояние вдоль луча зрения, отсчитываемое от картинной плоскости, $z_1 = -\infty$ при $p \geq R_*$ и $z_1 = (R_*^2 - p^2)^{1/2}$ — при $p < R_*$;

$$\tau_\nu(p, z) = \int_{-\infty}^{\infty} k(\nu, p, z') dz', \quad (6)$$

$k(\nu, p, z)$ — объемный коэффициент поглощения на частоте ν в точке с координатами p и z :

$$k(\nu, p, z) = k(\nu_0, p, z) \alpha(x), \quad (7)$$

где ν_0 — центральная частота линии, $\alpha(x)$ — нормированный профиль коэффициента поглощения (использовался доплеровский профиль):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx = 1, \quad (8)$$

$$x = \left(\nu - \nu_0 - \nu_0 \frac{v(r) z}{c r} \right) / \Delta \nu_D, \quad (9)$$

где $\Delta \nu_D$ — доплеровская полуширина коэффициента поглощения, определяемая тепловыми движениями атомов.

Как показал анализ, применение точного выражения (5) для интенсивности излучения в моделях истечения с замедлением может изменить интегральную светимость в линии в 1.5—2 раза по сравнению с известным приближенным выражением

$$L = h\nu_{ik} \int V N_k A_{ki} \beta_{ik} (1 - W) dV, \quad (10)$$

в котором интегрирование производится по объему V , занятому излучающим газом, β_{ik} — средняя вероятность выхода кванта в линии $i \rightarrow k$, N_k — населенность верхнего уровня рассматриваемого перехода, W — коэффициент дилуции. Расхождение объясняется особой формой поверхностей равных лучевых скоростей, при которой луч зрения может пересекать их более одного раза [35]. Отметим, что рассчитанные двумя указанными выше способами светимости в линиях в моделях с ускорением в большинстве случаев практически совпадали.

4. *Результаты расчетов и сравнение с наблюдениями.* На основе описанной выше методики рассчитаны сетки не-ЛТР моделей звездного ветра для некоторой «средней» звезды типа Г Тельца: $R_* = 3 R_\odot$, $T_* = 5000$ К. Распределение энергии в спектре звезды принималось планковским. Свободными параметрами являются электронная температура газа T_e и темп истечения M . Для каждого из двух рассматриваемых типов движений рассчитаны сетки моделей при $T_e = 6000, 7500, 10\,000$ и $12\,500$ К и ряда значений M . Полный список моделей приведен в табл. 1 и 2.

Таблица 1

ЛОГАРИФМЫ СВЕТИМОСТЕЙ В ЛИНИЯХ В МОДЕЛЯХ ИСТЕЧЕНИЯ С ЗАМЕДЛЕНИЕМ ПРИ $R_* = 3 R_{\odot}$ и $T_* = 5000\text{K}$. ДЛЯ КАЖДОЙ МОДЕЛИ УКАЗАНЫ ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА T_g И ТЕМП ПОТЕРИ МАССЫ \dot{M} . ЗНАЧКАМИ H, Ca и Mg ОБОЗНАЧЕНЫ СООТВЕТСТВЕННО ЛИНИИ H γ , K Ca II и k Mg II.

\dot{M} (M_{\odot} год)	$T_* = 5000\text{K}, R_* = 3R_{\odot}$			
	$T_g = 6000\text{K}$	$T_g = 7500\text{K}$	$T_g = 10000\text{K}$	$T_g = 12500\text{K}$
10^{-9}	H		30.59	30.91
	Ca		30.20	29.72
	Mg		30.13	30.23
$3 \cdot 10^{-9}$	28.86	30.40	31.22	31.32
	30.72	30.71	30.35	29.93
	30.07	30.05	30.31	30.82
10^{-8}	29.58	31.18	31.56	31.78
	30.77	30.76	30.49	30.10
	30.09	30.23	31.20	31.86
$3 \cdot 10^{-8}$	30.76	31.49	32.25	32.79
	30.86	30.82	30.65	30.30
	30.13	30.87	32.22	32.86
10^{-7}	31.21	31.82	33.33	34.06
	30.80	30.97	30.98	30.69
	30.31	31.74	33.29	33.99
$3 \cdot 10^{-7}$	31.38	32.26		
	30.95	31.31		
	30.93	32.46		

Для анализа влияния параметров звезды T_* и R_* на светимости линий рассмотрены также модели звездного ветра при $T_* = 4000\text{K}$, $R_* = 5R_{\odot}$ при $T_g = 7500\text{K}$ (табл. 3 и 4). Две модели рассчитаны с учетом отклонения распределения энергии в спектре звезды от планковского (см. п. 4.2).

Для каждой модели рассчитана ионизационная структура звездного ветра. Практически во всех случаях из трех рассматриваемых стадий ионизации атомов кальция и магния доминирующими ионами являются ионы Ca II и Mg II. Состояние ионизации водорода в оболочках звезд типа T Тельца детально обсуждалось Натта и др. [29] и на нем мы останавливаться не будем.

Таблица 2

ТО ЖЕ, ЧТО И В ТАБЛ. 1 ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ИСТЕЧЕНИЯ С УСКОРЕНИЕМ

\dot{M} ($M_{\odot}/\text{год}$)	$T_* = 5000 \text{ K}, R_* = 3R_{\odot}$			
	$T_* = 6000 \text{ K}$	$T_* = 7500 \text{ K}$	$T_* = 10000 \text{ K}$	$T_* = 12500 \text{ K}$
10^{-9}	H Ca Mg		30.92 30.09 30.81	31.03 29.83 30.95
$3 \cdot 10^{-9}$	30.08 30.63 30.33	30.90 30.52 30.63	31.27 30.30 31.40	31.39 30.03 31.60
10^{-8}	30.50 30.79 30.42	31.25 30.75 31.01	31.75 30.58 31.98	31.90 30.29 32.27
$3 \cdot 10^{-8}$	30.82 30.92 30.54	31.58 31.06 30.50	32.26 31.18 32.58	32.44 30.74 32.83
10^{-7}	31.16 31.13 30.86	31.94 31.48 32.03	32.91 31.74 33.22	33.53 31.67 34.13
$3 \cdot 10^{-7}$	31.37 30.34 31.19	32.31 31.95 32.49		

4.1. *Поведение функций источников.* Анализ полученных результатов начнем с рассмотрения функций источников в линиях H_{α} , K Ca II и k Mg II. Получающиеся при этом выводы, кроме самостоятельного интереса, имеют важное значение для дальнейшего обсуждения интегральных светимостей.

На рис. 1 показано поведение функций источников в рассматриваемых линиях в моделях истечения с ускорением при $T_* = 5000 \text{ K}$, $R_* = 3R_{\odot}$ и $T_* = 7500 \text{ K}$. Рисунки 1a, b, c соответствуют значениям $\dot{M} = 10^{-9}$, 10^{-8} и $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. По оси абсцисс отложен логарифм безразмерного расстояния от поверхности звезды: $x = (r - R_*)/R_*$, а по оси ординат — функции источников, нормированные следующим образом:

$$S_0(r) = \frac{S(r)}{S(R_*)} \frac{R_*^2}{r^2}. \quad (11)$$

Обращает на себя внимание совпадение нормированных функций источников всех рассматриваемых линий при $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (рис. 1a).

Таблица 3

ЛОГАРИФМЫ СВЕТИМОСТЕЙ В ЛИНИЯХ В МОДЕЛЯХ ИСТЕЧЕНИЯ С ЗАМЕДЛЕНИЕМ ПРИ $T_* = 7500$ К. ДЛЯ КАЖДОЙ МОДЕЛИ УКАЗАНЫ ТЕМПЕРАТУРА T_* , РАДИУС ЗВЕЗДЫ R_* И ТЕМП ПОТЕРИ МАССЫ \dot{M} . ЗНАЧКАМИ H, Ca И Mg ОБОЗНАЧЕНЫ СООТВЕТСТВЕННО ЛИНИИ H α , K Ca II И k Mg II

\dot{M} ($M_{\odot}/\text{год}$)	$T_* = 5000$ К		$T_* = 4000$ К	
	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$
$3 \cdot 10^{-9}$	H 30.40	29.99	29.51	28.87
	Ca 30.71	31.12	29.78	30.38
	Mg 30.05	30.53	28.84	29.39
10^{-8}	31.18	31.34	30.55	30.59
	30.76	31.18	29.97	30.40
	30.23	30.54	29.33	29.46
$3 \cdot 10^{-8}$	31.49	31.76	30.87	31.15
	30.82	31.21	30.06	30.44
	30.87	30.83	31.21	30.04
10^{-7}	31.82	32.08	31.26	31.44
	30.97	31.29	30.28	30.57
	31.74	31.67	31.20	31.10
$3 \cdot 10^{-7}$	32.26	32.56	31.73	31.97
	31.31	31.49	30.70	30.85
	32.46	32.64	32.01	32.16

Этот вариант соответствует предельному случаю, когда вследствие малой плотности газа электронные удары перестают играть сколько-нибудь заметную роль в заселении атомных уровней и функция источников полностью определяется полем излучения звезды:

$$S(r) = W \cdot B(T_*), \quad (12)$$

где $B(T_*)$ — функция Планка при температуре T_* . С учетом этого, независимо от параметров звездного ветра, нормированные функции источников удовлетворяют соотношению:

$$S_0(r) = 2W(r) (R_*/r)^2. \quad (13)$$

С ростом \dot{M} увеличивается вклад электронных ударов в возбуждение атомных уровней (рис. 1b, c) во внутренней зоне ветра. Однако при удалении от звезды вследствие уменьшения плотности газа функции S_0 , начиная с некоторого расстояния, вновь стремятся к постоянному значе-

нию, соответствующему рассмотренному выше случаю радиационной накачки уровней.

Таблица 4

ТО ЖЕ, ЧТО И В ТАБЛ. 3 ДЛЯ МОДЕЛЕЙ ИСТЕЧЕНИЯ С УСКОРЕНИЕМ

M ($M_{\odot}/\text{год}$)	$T_* = 5000 \text{ K}$		$T_* = 4000 \text{ K}$	
	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$	$R_* = 3R_{\odot}$	$R_* = 5R_{\odot}$
$3 \cdot 10^{-9}$	H 30.90	31.14	30.27	30.60
	Ca 30.52	30.81	29.73	30.06
	Mg 30.63	30.80	29.94	30.11
10^{-8}	31.25	31.50	30.62	30.95
	30.76	31.07	30.13	30.40
	31.01	31.28	30.64	30.87
$3 \cdot 10^{-8}$	31.58	31.80	30.97	31.29
	31.06	31.38	30.65	30.86
	31.50	31.7	31.09	31.42
10^{-7}	31.94	32.13	31.48	31.69
	31.48	31.76	31.36	31.44
	32.03	32.17	31.75	31.93
$3 \cdot 10^{-7}$	32.31	32.71	31.85	32.21
	31.95	32.04	31.84	31.83
	32.49	32.84	32.15	32.50

Отметим также, что $S_0(r)$ уменьшается с удалением от звезды тем быстрее, чем меньше M , т. е., чем меньше объем газа, в котором столкновительные механизмы заселения атомных уровней преобладают над радиационными.

Мы не будем здесь более подробно анализировать механизмы заселения и опустошения атомных уровней рассматриваемых атомов и ионов, поскольку частично это сделано в наших предыдущих статьях [24, 32]. Отметим лишь один наиболее существенный момент.

При рассмотрении рис. 1 обращает на себя внимание более быстрое падение с расстоянием функции источников в линии К Ca II по сравнению с линиями H_α и k Mg II. Это различие обусловлено особой структурой термов иона Ca II: уровень 4²P, при переходе с которого образуется резонансный дублет H и К Ca II, является также верхним уровнем для линий ИК-триплета кальция. Можно показать [24], что возникающая при этом конкуренция двух механизмов опустошения уровня 4²P в рассматриваемом интервале параметров газа решается в пользу переходов с образо-

ванием ИК-триплета. Это приводит к эффективному опустошению уровня 4^2P и, соответственно, к быстрому падению с расстоянием функции источников в линии К Ca II. В результате характерные размеры областей образования этих линий заметно отличаются. Например, расчеты показывают, что в моделях с $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot} / \text{год}$ половина светимости в линии К Ca II достигается уже на расстоянии $0.4 R_{*}$ от поверхности звезды, тогда как в линиях к Mg II и H_{α} соответствующие расстояния равны: 1.5 и $2.2 R_{*}$.

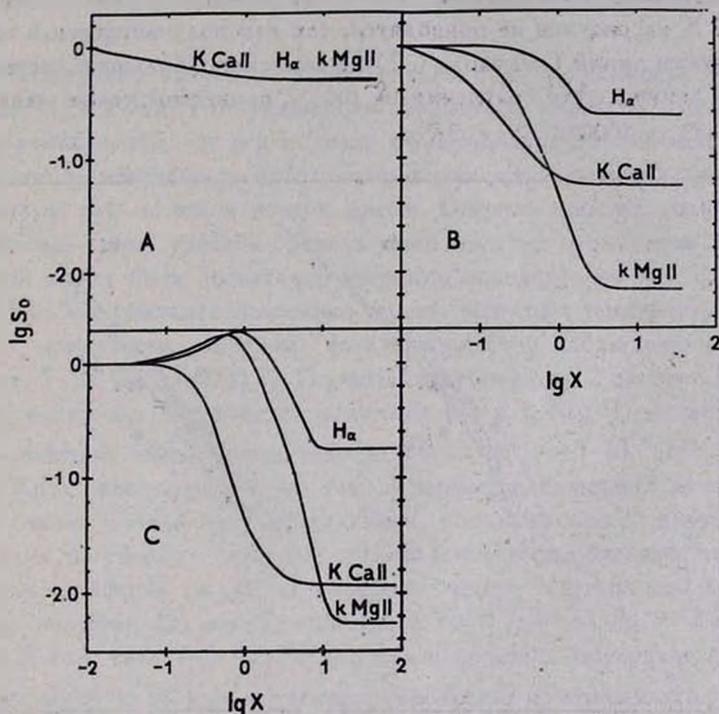


Рис. 1. Поведение нормированных функций источников (см. текст) в линиях H_{α} , К Ca II и к Mg II в моделях истечения с ускорением при следующих значениях темпа потери массы: а) $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} / \text{год}$; б) $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} / \text{год}$; в) $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot} / \text{год}$. Температура газа, температура и радиус звезды приняты равными: $T_e = 7500$ К; $T_* = 5000$ К; $R_* = 3R_{\odot}$.

Аналогичным образом ведут себя нормированные функции источников в моделях с замедлением. Различие состоит лишь в том, что в этом случае диапазон изменения $S_0(r)$ меньше, чем в моделях с ускорением (при прочих равных параметрах ветра).

4.2. Анализ интегральных светимостей. Рассчитанные по описанной в разделе 3 методике светимости в линиях H_{α} , K Ca II и k Mg II для всех обсуждаемых моделей приведены в табл. 1—4. Рассмотрим, насколько они чувствительны к исходным параметрам моделей и в каком соответствии находятся с наблюдениями.

а) Светимости в линиях H_{α} — k Mg II.

На рис. 2 разными значками показаны светимости в линиях H_{α} и k Mg II как функции M для моделей с $T_{*} = 5000$ К, $R_{*} = 3 R_{\odot}$ для значений электронной температуры $T_e = 7500$, 10 000 и 12 500 К. Модели с $T_e = 6000$ К на рисунке не приводятся, так как получающиеся в них низкие светимости линий (см. табл. 1, 2) не объясняют большую часть наблюдательных данных. Для сравнения на рис. 2 приведены также данные для модели с $T_{*} = 4000$ и $R_{*} = 3R_{\odot}$.

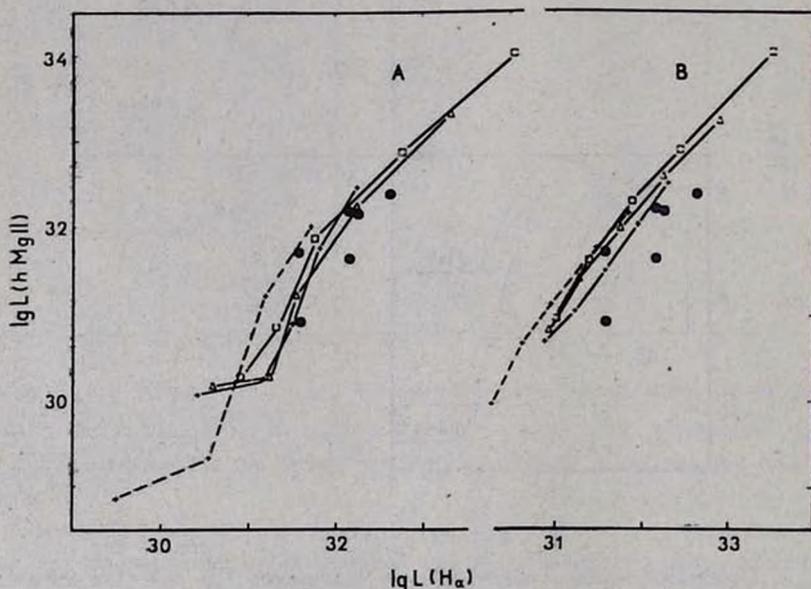


Рис. 2. Светимости звездного ветра в линиях H_{α} и k Mg II в моделях истечения с замедлением (А) и с ускорением (В). Сплошной линией показаны модели с $T_{*} = 5000$ К и $T_e = 7500$ (+), 10000 (Δ) и 12500 К (\square). Пунктир соответствует моделям с $T_{*} = 4000$ К и $T_e = 7500$ К. Значения M даны в таблицах 1—4. Наблюдательные данные (\bullet) заимствованы из работ [22, 36] (см. текст).

Необходимо отметить, что синхронные наблюдения потоков излучения в линиях H_{α} и k Mg II звезд типа Т Тельца к настоящему времени не проводились. Поэтому нам пришлось воспользоваться квази-одновременными

наблюдениями линий $k \text{ Mg II}$ и $K \text{ Ca II}$ из статьи Каллет и др. [22] и данными Кухи [36] о потоках излучения этих же звезд в линиях H_α и $K \text{ Ca II}$. Чтобы уменьшить влияние неодновременности наблюдений, выполненных в [22] и [36], мы отобрали из девяти звезд, общих для [22] и [36], шесть звезд с наименьшим разбросом потоков в линии $K \text{ Ca II}$, измерившейся в обеих работах. (Заметим, что наблюдаемые потоки в [22, 36] исправлены за покраснение).

Из рассмотрения рис. 2 можно сделать следующие выводы:

1) Диапазон наблюдаемых светимостей звезд типа Т Тельда в резонансной линии $k \text{ Mg II}$ и линии H_α полностью объясняется излучением звездного ветра.

2) В широком интервале изменения M и T_e зависимости светимостей в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ от указанных параметров перекрываются как в моделях с замедлением, так и в моделях с ускорением. Это означает, что данные линии не могут быть использованы для одновременного определения температуры газа и темпа потери массы. Однако, если из анализа других эмиссионных линий удастся оценить один из этих параметров (см. ниже), то второй может быть достаточно уверенно определен из рис. 2.

3) Как мы убедимся несколько позже, значения температуры звездного ветра, наилучшим образом согласующиеся с наблюдениями, лежат в пределах: $T_e \simeq 7000\text{--}8000 \text{ K}$. С учетом этого из рис. 2 следует, что наблюдаемому интервалу светимостей в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ соответствует интервал значений темпа потери массы: $M \simeq 10^{-8}\text{--}3 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$.

4) Хотя представленные на рис. 2 данные наблюдений лучше соответствуют случаю истечения с замедлением, различия между двумя противоположными по своему характеру кинематическими моделями не очень велики. Для сравнения на рис. 2 показаны также (штриховой линией) результаты расчетов для набора моделей с $T_e = 7500 \text{ K}$, $R_* = 3 R_\odot$ и $T_* = 4000 \text{ K}$ (см. табл. 3 и 4). Видно, что в широком интервале светимостей их зависимость от M в качественном отношении не изменилась.

5) Как уже отмечалось выше, из анализа бальмеровских декрементов в спектрах звезд типа Т Тельда следует, что у большинства из них эмиссия в бальмеровских линиях образуется в протяженных газовых оболочках. Из представленных на рис. 2 зависимостей светимостей в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ с неизбежностью следует, что резонансный дублет магния также образуется преимущественно в звездном ветре (а не в хромосферах звезд, как это предполагается в некоторых работах (см., например, [37])).

6) Светимости в линиях $H_\alpha - K \text{ Ca II}$ и $k \text{ Mg II} - K \text{ Ca II}$.

На рис. 3 и 4 приведены соотношения между теоретическими светимостями в линиях $H_\alpha - K \text{ Ca II}$ и $k \text{ Mg II} - K \text{ Ca II}$ как функции M для

той же сетки моделей, что и на рис. 2. Наблюдаемые светимости в линиях H_α и $K\text{ Ca II}$ на рис. 3 вычислены с использованием потоков излучения Т Тауги-звезд в этих линиях из работы [36] и расстояний до скоплений в Орионе и в Тельце согласно [38]. Наблюдательные данные о светимостях в линиях $K\text{ Ca II}$ и $k\text{ Mg II}$ на рис. 4, заимствованы из [22].

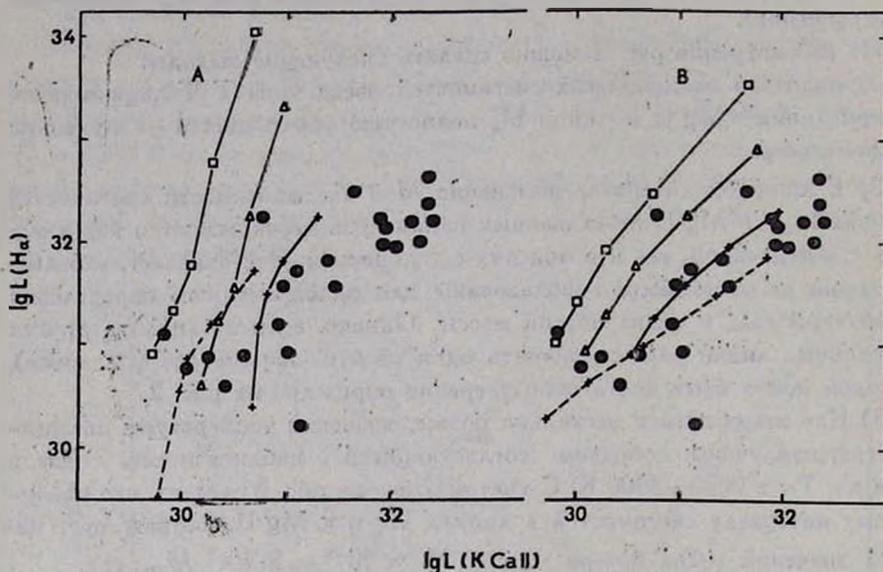


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для линий H_α и $K\text{ Ca II}$. Наблюдательные данные k заимствованы из работы [36] (см. текст).

Сравнение результатов, приведенных на рис. 3 и 4 и на рис. 2 показывает, что имеют место два главных различия:

Во-первых, в пространстве параметров T_e и M теоретические зависимости светимостей $L(H_\alpha) - L(K\text{ Ca II})$ и $L(k\text{ Mg II}) - L(K\text{ Ca II})$ отчетливо разделяются. Это означает, что с помощью данных комбинаций эмиссионных линий может быть определен каждый из указанных параметров. В частности, из рассмотрения рис. 3 и 4 можно сделать вывод, что облако наблюдательных точек приходится в основном на теоретические треки, соответствующие сравнительно низким электронным температурам ($T_e \approx 7000 - 8000\text{ K}$). Этот результат хорошо согласуется с нашими прежними оценками [21, 24] и результатами Натта и др. [29], полученными из анализа светимостей водородных линий. Однако он находится в явном противоречии с моделями МГД-ветра [12], согласно которым электронная температура газа $T_e \approx 20000\text{ K}$.

Во-вторых, наблюдательные данные на рис. 3 и 4 лучше согласуются с теоретическими в моделях с ускорением, а не с замедлением, как это следует из рис. 2 для комбинации линий H_{α} — k Mg II.

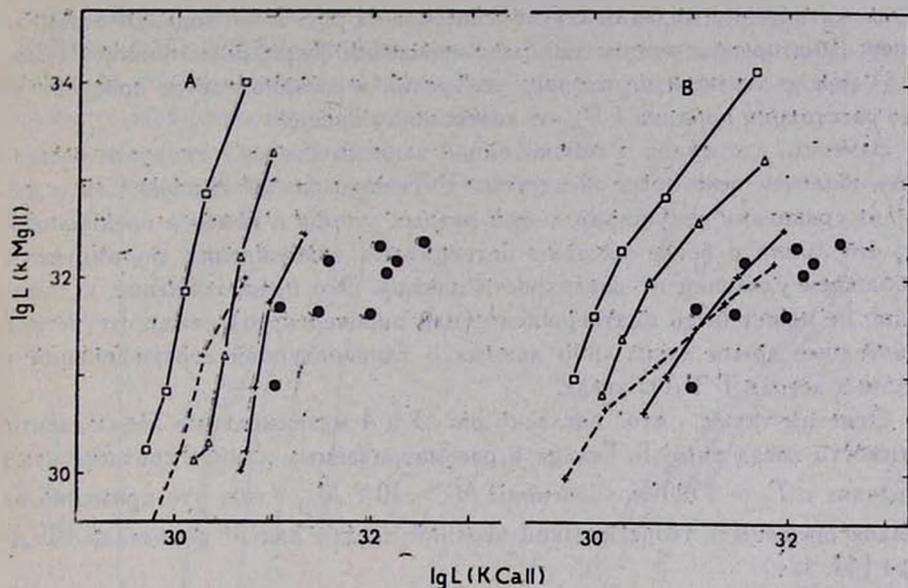


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для линий k Mg II и K Ca II. Наблюдательные данные (●) заимствованы из работы [22] (см. текст).

Легко понять, что оба отличия обусловлены поведением линии K Ca II. Как отмечалось в разделе 3, степень ионизации ионов Ca II определяется в основном излучением в линии L_{α}^* , интенсивность которой весьма чувствительна к изменениям T_e . Это отличие механизмов ионизации атомов кальция и атомов водорода и магния объясняет появление первой из отмеченных выше особенностей.

Другое отличие в образовании эмиссионных линий Ca II состоит в том (см. раздел 3), что функция источников в линиях H и K Ca II убывает с расстоянием значительно быстрее по сравнению с линией H_{α} и резонансным дублетом Mg II. С учетом этого можно предположить, что в линиях Ca II мы наблюдаем преимущественно зону ускорения звездного ветра, то-

* Отметим, что ионизация Ca II излучением в линии L_{α} более эффективна в моделях истечения с замедлением, так как в этом случае максимальная скорость (а следовательно и максимальная ширина линии L_{α}) достигается вблизи поверхности звезды — в зоне, где образуется основная часть эмиссии кальция.

гда как в линиях H_α и $k \text{ Mg II}$ — более протяженную область ветра, расширяющуюся с замедлением в гравитационном поле звезды. Это позволяет понять, во-первых, почему на рис. 3 и 4 наблюдения лучше соответствуют кинематическим моделям с ускорением, а на рис. 2 — моделям с замедлением. Во-вторых, с учетом данных о поведении функций источников (раздел 3) можно заключить, что зона ускорения в звездном ветре простирается до расстояния порядка $1 R_*$ от поверхности звезды.

Заметим, что вывод о немонотонной зависимости от l скорости расширения оболочек некоторых звезд типа Т Тельца сделан недавно Сэй и др. [39] из сравнения полуширин линий разных атомов и ионов в предположении, что линии с более высоким потенциалом возбуждения формируются на большем удалении от поверхности звезды. Это предположение, к сожалению, не может быть подтверждено (или опровергнуто) ввиду отсутствия в настоящее время каких-либо данных о температурной стратификации в звездных ветрах Т Тау-звезд.

Отметим также, что согласно рис. 3 и 4 максимальные наблюдаемые светимости звезд типа Т Тельца в рассматриваемых линиях соответствуют в моделях с $T_e = 7500 \text{ K}$ значениям $\dot{M} > 10^{-7} M_\odot / \text{год}$, что примерно на порядок превышает теоретический верхний предел для \dot{M} в моделях МГД-ветра [11, 12]).

в) *Зависимость интегральных светимостей в линиях от параметров звезд.*

Из приведенных на рис. 2—4 теоретических светимостей следует, что они определяются не только параметрами звездного ветра (т. е. его кинематикой, электронной температурой и величиной \dot{M}), но зависят также и от параметров самих звезд, в частности, от T_* . Это хорошо видно из рис. 5, на котором приведены теоретические светимости в линиях $k \text{ Mg II}$ и $K \text{ Ca II}$, рассчитанные при фиксированном значении $T_e = 7500 \text{ K}$ для значений $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$ и для четырех комбинаций параметров звезд (см. табл. 3—4):

- | | |
|---|---|
| 1) $R_* = 3 R_\odot$, $T_* = 5000 \text{ K}$; | 2) $R_* = 5 R_\odot$, $T_* = 5000 \text{ K}$; |
| 3) $R_* = 3 R_\odot$, $T_* = 4000 \text{ K}$; | 4) $R_* = 5 R_\odot$, $T_* = 4000 \text{ K}$. |

Из рис. 5 следует, что светимости в линиях в моделях с замедлением более чувствительны к вариациям R_* и T_* , чем в моделях с ускорением. Видно также, что при фиксированных параметрах звездного ветра T_e и \dot{M} изменения эффективной температуры звезды в большей степени сказываются на теоретических светимостях, чем изменения ее радиуса.

Последнее означает, что для более точной диагностики звездного ветра может иметь значение учет реального распределения энергии в спектре

звезды. Чтобы оценить влияние этого фактора, мы рассчитали две модели звездного ветра. В одной распределение энергии принято планковским при $T_* = 5000$ К. В другой вместо функции Планка использовано распределение энергии, наблюдаемое у звезды RW Aur в диапазоне длин волн $\lambda \lambda 2000-8000$ А [40], которое отличается от предыдущего распределения главным образом наличием большого ультрафиолетового излучения. Остальные параметры моделей одинаковы.

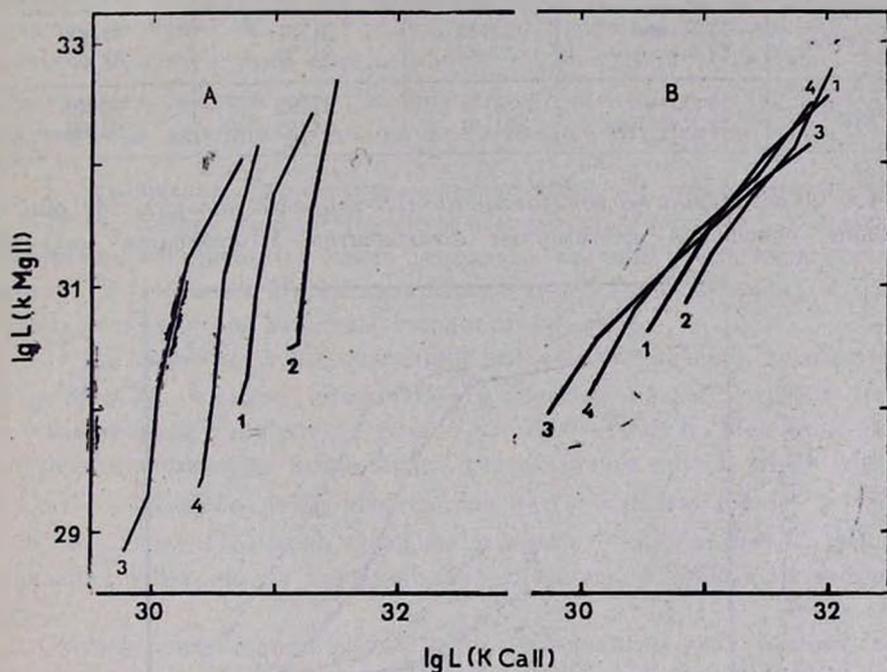


Рис. 5. Зависимость светимостей звездного ветра в линиях К Ca II и k Mg II от параметров звезды: 1) $R_* = 3R_\odot$, $T_* = 4000$ К; 2) $R_* = 5R_\odot$, $T_* = 5000$ К; 3) $R_* = 3R_\odot$, $T_* = 4000$ К; 4) $R_* = 5R_\odot$, $T_* = 4000$ К. Электронная температура ветра $T_e = 7500$ К. Значения \dot{M} меняются в интервале $3 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ (см. табл. 3, 4).

Из приведенных в табл. 5 светимостей видно, что изменения в распределении энергии звезды (которые затронули в основном область спектра за бальмеровским скачком) привели к увеличению в 1.5—2.5 раза светимостей в линиях H_α и k Mg II, но практически не отразились на светимости звездного ветра в линии К Ca II. Постоянство этой линии объясняется тем, что линия L_α (определяющая ионизацию Ca II) в обоих случаях термализована электронными ударами и имеет одинаковую светимость.

Таблица 5

ЛОГАРИФМЫ СВЕТИМОСТЕЙ В ЛИНИЯХ H_α , К Ca II и k Mg II В МОДЕЛЯХ ИСТЕЧЕНИЯ С УСКОРЕНИЕМ И С ЗАМЕДЛЕНИЕМ ДЛЯ СЛЕДУЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА: $T_e = 7500$ К, $M = 3 \cdot 10^{-7} M_\odot$ / ГОД И РАДИУСА ЗВЕЗДЫ $R_* = 3 R_\odot$. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ: 1) ПЛАНКОВСКОЕ ПРИ $T_* = 5000$ К; 2) ЗВЕЗДА ТИПА Т ТЕЛЬЦА RW Aur (ЗАИМСТВОВАНО ИЗ РАБОТЫ [40])

Кинематика	Распределение энергии	$\lg L(H_\alpha)$	$\lg L(K Ca II)$	$\lg L(k Mg II)$
Замедление	1) Планк	32.26	31.31	32.46
	2) RW Aur	32.47	31.35	32.63
Ускорение	1) Планк	32.31	31.95	32.49
	2) RW Aur	31.91	31.95	32.08

4.3. Образование термализованного ИК-триплета кальция. На рис. 6 показаны отношения светимостей компонентов ИК-триплета кальция

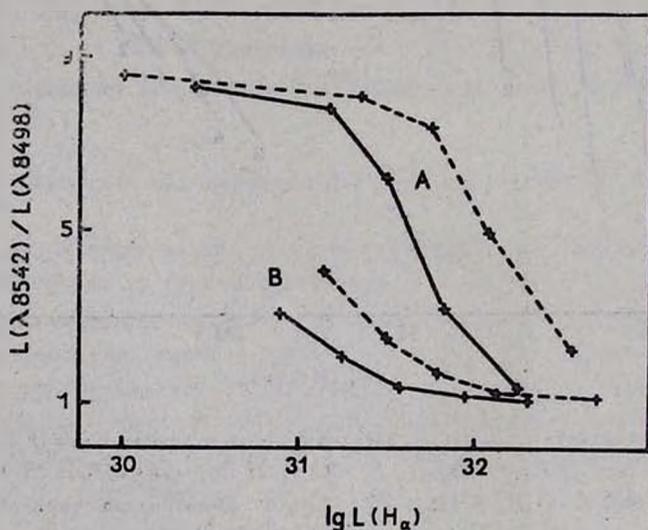


Рис. 6. Образование термализованного ИК-триплета кальция в моделях звездного ветра с замедлением (A) и с ускорением (B) при $T_e = 7500$ К, $T_* = 5000$ К. Сплошная линия — $R_* = 3R_\odot$, пунктир — $R_* = 5R_\odot$.

$\lambda 8542 \text{ \AA} / \lambda 8498 \text{ \AA}$ как функции светимости $L(H_\alpha)$, вычисленные при температуре $T_e = 7500$ К для моделей с замедлением и с ускорением. Согласно Шанину и др. [41], Жербигу и Содерблomu [42] линии ИК-триплета в спектрах звезд типа Т Тельца термализованы (т. е. отношения их интенсивностей близки к единице), что обычно интерпретируется в пользу

хромосферного происхождения кальциевой эмиссии. Наши предыдущие расчеты [24] показали, однако, что триплет может быть термализован и в условиях звездного ветра при достаточно больших M .

Этот вывод подтверждается результатами, представленными на рис. 6, из которых следует, что в моделях с $R_* = 3R_\odot$ и $T_e = 7500$: ИК-триплет термализован при $M > 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ — в случае истечения с замедлением, и при $M > 3 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ — в моделях с ускорением. В моделях с $R_* = 5R_\odot$ для термализации ИК-триплета необходимы еще большие значения M . Этот результат подтверждает сделанный выше вывод о том, что темп потери массы у звезд типа Т Тельца с высоким уровнем эмиссии заметно превышает величину $3 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$, являющуюся верхним пределом для моделей МГД-ветра [11, 12].

5. *Заключение.* Сформулируем кратко основные результаты:

1) На основе не-АТР расчетов исследованы условия образования важнейших эмиссионных линий водорода, кальция и магния в звездном ветре Т Таури-звезд. Проанализированы зависимости светимостей в этих линиях от параметров звездного ветра и самих звезд.

2) Из сравнения с наблюдениями найдены ограничения на параметры ветра M и T_e . Показано, что в области образования рассматриваемых линий электронная температура газа $T_e \simeq 7000\text{—}8000$ К. При этой температуре для объяснения наблюдаемых светимостей в линиях H_α , k Mg II и К Ca II необходимо, чтобы темп потери массы был порядка: $\dot{M} \simeq 10^{-8} \text{—} 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$. Примерно такие же значения \dot{M} необходимы и для термализации ИК-триплета кальция, образующегося в основании звездного ветра.

Следует отметить, что на рис. 2 и 4 представлены наблюдаемые светимости звезд типа Т Тельца с различным уровнем эмиссионной активности, включая эмиссионно малоактивные звезды из описки [22]. Интерпретация последних традиционно рассматривается на основе представлений о хромосферной активности этих звезд [43]. Из приведенных на рис. 2, 4 теоретических светимостей следует, что практически весь наблюдаемый диапазон светимостей (включая и малоактивные звезды) перекрывается моделями звездного ветра в интервале значений $\dot{M} \simeq 10^{-8} \text{—} 3 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$.

3) Получены указания на то, что скорость истечения газа из звезд типа Т Тельца меняется немонотонно с удалением от звезды: во внутренней зоне (около $1 R_*$ от поверхности звезды), в которой формируется основная часть кальциевой эмиссии, происходит ускорение газа. С удалением от звезды реализуется режим истечения с замедлением в гравитационном поле звезды. В этой области звездного ветра образуется основная часть эмиссии в линиях H_α и k Mg II.

Подчеркнем, что последний вывод получен из анализа интегральных светимостей линий и нуждается в дальнейшей проверке. Как было показано в разделе 4.1, эмиссионные линии Ca II формируются ближе к поверхности звезды по сравнению с линией H_{α} и резонансным дублетом Mg II. Если в этой области ветра происходит ускорение газа, то линии Ca II должны быть более узкими по сравнению с линиями H_{α} и k Mg II. Сравнительный анализ профилей этих линий может дать ключевую информацию о структуре и кинематике звездного ветра T Tauri-звезд.

Крымская астрофизическая
обсерватория

Примечание при корректуре.

После того, как настоящая статья была послана в печать, авторы прочитали работу L. Hartmann et al. (Astrophys. J., 1990, 349, 168), в которой также исследуются светимости линий водорода, кальция и магния, формирующиеся в оболочках звезд типа T Тельца. Несмотря на различия в используемых моделях (в частности, в указанной работе изучалось только истечение газа с ускорением), наши результаты, полученные по светимости линий H_{α} и k Mg II во многом совпадают. Однако решение системы уравнений стационарности иона Ca II Hartmann et al. проводили без учета ионизации ионов кальция L_{α} -квантами водорода, которая играет определяющую роль в ионизационном балансе Ca II и во многом влияет на получающиеся светимости (см. настоящую статью).

THE FORMATION OF HYDROGEN, CALCIUM AND MAGNESIUM EMISSION LINES IN THE EXPANDING ENVELOPES OF T TAURI STARS

V. P. GRININ, A. S. MITSKEVICH

On the basis of joint solution of non-LTE problems for hydrogen, calcium, magnesium and their ions, the formation of the most important emission lines in the stellar wind of T Tauri stars is considered. In framework of spherically-symmetric isothermal models the dependence of stellar wind luminosities in spectral lines H_{α} , k Mg II and K Ca II on wind parameters: electron temperature, mass loss rate and kinematic (expansion with acceleration and with deceleration)—is investigated. The dependence of luminosities on star parameters: stellar radius, effective temperature, spectral energy distribution—is also investigated. It is shown that in spite of low temperatures of T Tauri stars, its radiation (ionizing atoms from excited levels) exerts essential influence on the emission spectrum formation. From comparison of the computations with observations (the data of Calvet et al. [22] and Kuht

[36] were used) it is found that stellar wind of T Tauri stars is characterized by quite low electron temperature $T_e \approx 7000 - 8000$ K and mass loss rate $\dot{M} \approx 3 \cdot 10^{-8} - 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{year}$. The same values of \dot{M} are needed for thermalization of the calcium IR — triplet which is formed in the base of stellar wind. There exist some indications, that the velocity of the outflowing gas from T Tauri stars changes non — monotonically with a distance from the star.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Bertout, Rep. Progr. Phys., 47, 111, 1984.
2. M. Cohen, Phys. Rep., 116, 173, 1984.
3. В. П. Гринин, П. П. Петров, Современные проблемы физики и эволюции звезд, ред. А. Г. Масевич, Наука, М., 1989, стр. 64.
4. I. Appenzeller, R. Mundt, Astron. and Astrophys. Rev., 3/4, 1989 (в печати).
5. C. Bertout, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 23, 1987.
6. Y. Uchida, K. Shibata, Publ. Astron. Soc. Jap. 36, 105, 1984.
7. F. Sha, F. C. Adams, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 1987, 7.
8. J. Bouvier, C. Bertout, W. Benz, M. Mayer, Astron. and Astrophys., 165, 110, 1986.
9. L. Hartmann, R. Hewell, S. E. Stahl, R. D. Mathieu, Astrophys. J., 309, 275, 1986.
10. L. Hartmann, J. R. Stauffer, Astron. J., 97, 873, 1989.
11. W. M. DeCampi, Astrophys. J., 244, 124, 1981.
12. L. Hartmann, S. Edwards, E. H. Avrett, Astrophys. J., 261, 279, 1982.
13. M. T. V. T. Lago, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 210, 323, 1984.
14. G. H. Herbig, Mem. Roy. Soc. Sci., Liege, Ser., 5, 9, 13.
15. P. Petrov, A. Scherbakov, in „Proc. III Europ. Astron. Meet., Tbilisi, 1975“, ed E. K. Kharadze, Tbilisi, 1976, 162.
16. L. E. Cram, Astrophys. J., 234, 949, 1980.
17. N. Calvet, G. Basri, L. V. Kuht, Astrophys. J., 277, 725, 1984.
18. A. G. Hearn, Astron. and Astrophys., 209, 198, 1989.
19. R. Mundt, Astrophys. J., 280, 749, 1984.
20. C. Imhoff, I. Appenzeller, in „Scientific Accomplishments of the IUE“, ed Y. Kondo, 1987, p. 295.
21. В. П. Гринин, П. П. Петров, Н. И. Шаховская, Изв. Крым. астрофиз. observ., 71, 109, 1985.
22. N. Calvet, G. Basri, C. L. Imhoff, M. S. Giampapa, Astrophys. J., 293, 575, 1985.
23. J. Bouvier, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 1987, p. 369.
24. В. П. Гринин, А. С. Мухевич, Изв. Крым. астрофиз. observ., 78, 28, 1988.
25. В. П. Гринин, Астрофизика, 16, 243, 1980.
26. Н. А. Катыхшева, Астрофизика, 17, 301, 1981.
27. L. V. Kuht, Astrophys. J., 140, 1409, 1964.
28. P. Kuun, Astrophys. J., 210, 129, 1976.

29. A. Natta, C. Giovanardi, F. Palla, *Astrophys. J.*, 332, 931, 1988.
30. A. Natta, C. Giovanardi, *Astrophys. J.*, 1990 (в печати).
31. L. V. Kuhl, in „Protostars and Planets I“, 1978 (см. русск. пер. „Протозвезды и Планеты“, ред. В. И. Мороз, Мир, М., 1982. 812.
32. В. П. Гринин, А. С. Мицкевич, *Астрофизика*, 32, 69, 1990 .
33. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 17, 109, 1981.
34. В. В. Соколов, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд-во ЛГУ, Л., 1974.
35. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 20, 365, 1984.
36. L. V. Kuhl, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 15, 47, 1974.
37. A. Brown, M. C. de M. Ferraz, C. Jordan, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 207, 831, 1984.
38. M. Cohen, L. V. Kuhl, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.
39. C. S6, M. T. V. T. Lago, M. V. Penston, in „Circumstellar Matter“, eds. I. Appenzeller, C. Jordan, IAU Symp. № 122, Heidelberg, 1987, p. 105.
40. C. L. Imhoff, M. S. Giampapa, *Astrophys. J.*, 239, L115, 1980.
41. G. I. Shantn, V. S. Shevchenko, A. G. Shcherbakov, IAU Symp. № 67, Eds. V. E. Sherwood, and L. Plaut, Dordrecht, Reidel, 1975, p. 117.
42. G. H. Herbig, D. R. Soderblom, *Astrophys. J.*, 242, 628, 1980.
43. N. Calvet, G. Basri, L. V. Kuhl, *Astrophys. J.*, 277, 725, 1984.