

УДК 52-6

КВАЗИРЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВОДОРОДНОГО ГАЗА

© 2020 г. В. П. Гринин^{1,*}, Н. А. Катышева², Т. А. Ермолаева^{1,3}, Д. В. Дмитриев^{1,4}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

*E-mail: vgcrao@mail.ru

Поступила в редакцию 23.01.2020 г.

После доработки 13.04.2020 г.

Принята к публикации 30.04.2020 г.

В статье рассматриваются малоизученные состояния водородного газа (мы называем их квазирезонансными), при которых возникают аномально высокие отношения интенсивностей линий бальмеровской серии $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$. Показано, что такие состояния возникают при больших оптических толщинах излучающего газа в частотах бальмеровских линий, когда газ стремится к состоянию термализации. На простых моделях исследовано влияние на образование таких состояний основных параметров моделей: электронной температуры, концентрации атомов и характерного размера излучающей области, а также наличие внешнего излучения. Показано, что квазирезонансные состояния могут существовать в магнитосферах звезд типа Т Тельца при умеренных темпах аккреции.

DOI: 10.31857/S0004629920090017

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в оптически толстых средах фотон, излученный в резонансной линии, может совершить много рассеяний, прежде чем выйдет из среды или погибнет в результате переходов с возбужденного уровня под действием электронных ударов или других диссипативных процессов. В этих условиях основная часть энергии линейчатого спектра концентрируется преимущественно в резонансных линиях, что часто используется при расчетах функций охлаждения газа за счет радиационных потерь. Однако при очень больших оптических толщинах в частотах линий, когда состояние газа приближается к состоянию локального термодинамического равновесия (ЛТР), ситуация меняется, и резонансная линия перестает быть главной энергетической компонентой линейчатого излучения плазмы [1, 2]. В таких случаях, как показывают расчеты, возможны ситуации, когда кванты в линиях субординатных серий также могут сохраняться при многократных рассеяниях. Такие состояния газа мы будем называть квазирезонансными.

Поясним это на следующем примере. Радиационный переход с третьего уровня атома водорода вниз возможен как с образованием пары фотонов в линиях H_α и L_α , так и с излучением одного фотона в линии L_β . При больших оптических

толщинах фотон в линии L_β поглотится почти там же, где он был излучен, и атом водорода вновь окажется на третьем уровне. Такая ситуация может повторяться многократно, до тех пор пока квант в линии H_α не выйдет из среды или не погибнет, например, вследствие удара второго рода. Что касается линии H_β , то она возникает при переходе 4–2. Поэтому вероятность выживания кванта в этой линии при рассеяниях в среде будет заметно меньше единицы из-за существования радиационного перехода 4–3 с образованием кванта в линии Pa_α . Последний может свободно выйти из среды вследствие ее малой оптической толщины в частотах этой линии. Отсюда вытекает ограничение на оптические толщины газа в линиях L_α , H_α и Pa_α , допускающее появление квазирезонансного состояния водородного газа в линии H_α : $\tau(L_\alpha) \gg \tau(H_\alpha) > 1$ и $\tau(Pa_\alpha) < 1$ ¹. Первое из этих неравенств выполняется практически во всех астрофизических средах. Что касается двух других неравенств, то их выполнение требует определенных ограничений на параметры эмиссионной области.

¹ Здесь и далее имеется в виду оптическая толщина с учетом градиента скорости.

В рассмотренном выше примере линия H_α становится квазирезонансной и условия ее образования сильно отличаются от условий образования линии H_β . Этим определяется главная особенность квазирезонансного состояния водородного газа: аномально высокое отношение интенсивностей линий H_α и H_β . Заметим, что в спектрах туманностей и звезд с околозвездными оболочками это отношение обычно равно 3–5. (В случае “В” Мензела–Бейкера, характерном для газовых туманностей, отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta) = 2.87$ при электронной температуре $T_e = 10\,000$ К [3]). Учитывая это, мы будем считать отношение интенсивностей этих двух линий аномально высоким, если оно превышает 10.

С приближением к состоянию ЛТР отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ уменьшается и может быть даже меньше единицы. Такие условия, в частности, наблюдаются в спектрах вспышек звезд типа UV Кита вблизи максимума блеска [4]. Расчеты показывают, однако, что на пути к этому состоянию отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ может принимать значения, существенно превышающие единицу. Впервые такие аномально высокие отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ были получены в статье Гершберга и Шноля [5] при расчетах спектра излучения водородного газа, ионизация и возбуждения которого обусловлены электронными ударами. В статье этих авторов не был сделан анализ причин появления такой аномалии и был использован крупный шаг (два порядка) по оптической толщине газа в линии L_α . Поэтому было не ясно, в каком интервале модельных параметров такие условия могут реально наблюдаться. Более детальное решение аналогичной задачи показало [1], что интервал оптических толщин в линии L_α , внутри которого получаются аномальные отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$, на самом деле довольно узок. В расчетах Дрейка и Ульриха [6] решение уравнения переноса выполнялось для неподвижной среды в приближении вероятностного метода. В качестве параметра, характеризующего плотность газа, использовалась концентрация электронов N_e , которая варьировалась в интервале от 10^8 до 10^{15} см⁻³. Было показано, что при достаточно большой оптической толщине в линии H_α отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ может в отдельных случаях превысить 20.

В настоящей статье выполнено более детальное исследование этого весьма необычного состояния водородного газа. Наряду с чисто ударными возбуждениями и ионизациями атомов рассмотрен более общий случай, когда среда освещается внешним источником излучения. Об-

суждаются возможности наблюдений таких состояний в спектрах астрофизических объектов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основная часть представленных ниже расчетов сделана для однородного, изотермического, плоско-параллельного слоя газа, расширяющегося с постоянным градиентом скорости. Радиационные члены в уравнениях стационарности, соответствующие дискретным переходам между атомными уровнями, рассчитываются в одномерном приближении на основе метода Соболева [7] для сред с большим градиентом скорости. Для расчетов использован алгоритм, описанный в статье [1], в котором учтены все существенные радиационные и столкновительные процессы ионизации и возбуждения атомов. Для сравнения рассмотрен также случай плоско-параллельного неподвижного слоя газа. В этом случае решение уравнений стационарности и ионизационного равновесия получено с использованием пакета CLOUDY [8].

Параметрами задачи являются: концентрация атомов водорода N_H (включает ионизованную и нейтральную компоненты), электронная температура газа T_e (предполагается, что ионная и электронная температуры газа совпадают). Предполагается также, что слой газа толщиной Z расширяется с постоянным градиентом скорости. Это дает еще один параметр: скорость V относительного движения одной границы слоя относительно другой. Ниже во всех моделях эта величина фиксирована и равна 300 км/с – скорости, характерной для излучающих областей молодых звезд разных типов. Заметим, что поскольку оптическая толщина слоя в спектральной линии, определяемая по методу Соболева, зависит от градиента безразмерной скорости, т.е., от отношения $\gamma = V/(v_t Z)$, где v_t – тепловая скорость атомов, то решения, полученные при разных значениях V или Z , но при одинаковых γ будут эквивалентны друг другу. В тех случаях, когда газ освещается внешним источником излучения (звездой), радиационные члены, учитывающие взаимодействие атомов с излучением звезды, описываются двумя параметрами: эффективной температурой звезды T_* и коэффициентом дилуции W . Для простоты принято планковское распределение энергии в спектре звезды с температурой $T_* = 4000$ К, характерной для звезд типа Г Тельца.

При расчетах принята модель атома, состоящего из 15 дискретных уровней и континуума. Предполагалось, что распределение атомов по подуровням тонкой структуры пропорционально их статистическим весам. Расчеты выполнены для ряда значений N_H в широком интервале гео-

метрических толщин газа Z . В моделях с внешним источником излучения рассмотрены четыре случая с коэффициентами дилуции $W = 0.5, 0.1, 0.01$ и 0.005 .

Следует отметить, что в подавляющем большинстве работ, посвященных моделированию водородного спектра, в качестве параметра, характеризующего плотность газа, принималась электронная концентрация N_e (см., напр., библиографию в [2]). Такой подход оправдан в моделях с сильно ионизованным газом. В случае слабо ионизованного газа в качестве параметра, характеризующего его плотность, необходимо принимать полную концентрацию атомов водорода N_H , включающую как нейтральные, так и ионизованные атомы. При итерационном методе решения уравнений стационарности такой подход усложняет процесс сходимости приближений, но с физической стороны он, безусловно, более оправдан.

В статьях [2, 9] было показано, что в моделях с фиксированной плотностью газа отношение интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ при приближении к состоянию термализации может резко увеличиться при сравнительно небольшом увеличении толщины слоя Z , и затем также быстро уменьшиться. Анализ показал, что резкое усиление линии H_α по сравнению с линией H_β вызвано увеличением оптической толщины газа в линии H_α при незначительной роли безызлучательных переходов с третьего уровня. Последнее условие как раз и является необходимым условием реализации состояния газа, которое мы называем квазирезонансным. При дальнейшем увеличении Z это условие перестает выполняться, в результате чего отношение интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ быстро уменьшается. Максимальное значение этого отношения зависит от плотности газа: чем ниже плотность, тем больше может быть это отношение [2]. Указанные особенности поведения относительных интенсивностей линий H_α и H_β были исследованы нами при расчете спектра излучения водородного газа в отсутствие внешнего излучения. Ниже приводятся результаты расчетов для более общего случая, когда газ освещается излучением звезды.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 показано влияние внешнего излучения на отношение интенсивностей линий $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ для ряда значений коэффициента дилуции W и трех значений концентрации атомов водорода: $N_H = 10^{10}, 10^{11}$ и 10^{12} см^{-3} . На каждом графике представлены зависимости отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от геометрической толщины

Таблица 1. Зависимость отношений интенсивностей водородных линий от оптических толщин газа в частотах этих линий при $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$

$Z/10^{11}$, см	$\tau(L_\alpha)$	$\tau(H_\alpha)$	$\tau(Pa_\alpha)$	H_α/H_β	L_α/H_α
1	2.46×10^6	0.83	0.00	9.13	134.00
2	4.92×10^6	5.11	0.00	11.34	93.31
3	7.09×10^6	20.38	0.00	18.00	67.30
4	9.46×10^6	56.52	0.02	41.51	37.30
5	1.19×10^7	264.30	0.10	156.3	12.80
5.5	1.28×10^7	402.86	0.59	249.5	7.30
6	1.40×10^7	541.42	0.63	264.1	6.66
6.5	1.46×10^7	724.43	2.27	243.7	4.38
7	1.58×10^7	907.44	2.99	218.5	3.68
8	1.73×10^7	1424.7	11.33	85.58	2.19
9	1.77×10^7	2358.5	54.50	19.33	2.19

слоя Z . Модели отличаются значениями коэффициента дилуции: $W = 0, 0.01, 0.1$ и 0.5 . Предельный случай $W = 0$ соответствует условиям чисто ударного возбуждения и ионизации атомов.

Как было отмечено во Введении, появление квазирезонансного состояния отражается на отношении интенсивностей линий $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$: оно становится аномально высоким. Из левого верхнего графика на рис. 1 видно, что в отсутствие внешнего излучения отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ в пике может достигать очень больших значений. Например, в модели с $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ максимум $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ равен примерно 260. Это пиковое значение относительных интенсивностей чувствительным образом зависит от плотности газа: с увеличением N_H оно уменьшается (рис. 1а). Расчеты показывают, что большие отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ достигаются не столько за счет усиления линии H_α , сколько за счет уменьшения интенсивности линии H_β .

Таблица 1 позволяет проследить на примере семейства моделей с параметрами $T_e = 10^4 \text{ К}$, $N_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и толщиной слоя Z , меняющейся от 10^{11} до $9 \times 10^{11} \text{ см}$, связь между отношениями интенсивностей водородных линий и оптическими толщинами газа в частотах этих линий. Как видно из рис. 1, выбранный интервал значений Z включает область до и после появления аномально высоких значений $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$. Из таблицы видно, что при увеличении Z в 9 раз оптическая

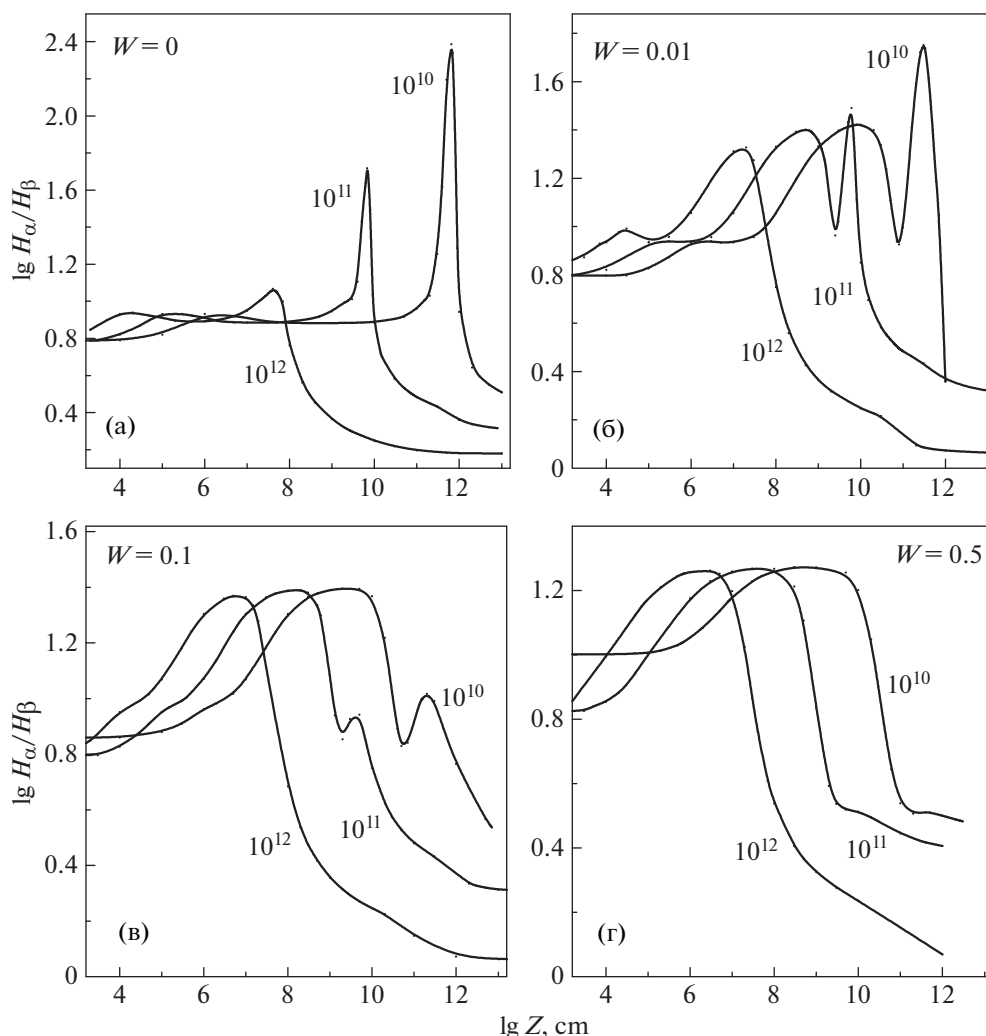


Рис. 1. Зависимость отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от геометрической толщины слоя газа Z для трех значений N_H : 10^{10} , 10^{11} и 10^{12} cm^{-3} и четырех значений коэффициента дилуции $W = 0, 0.01, 0.1$ и 0.5 . Параметры моделей: $T_* = 4000$ К, $T_e = 10^4$ К.

толщина слоя в линии L_α увеличилась примерно в 7 раз, тогда как оптическая толщина в линии H_α выросла почти в 3000 раз. Такое резкое несоответствие в изменениях оптических толщин в частотах этих двух линий обусловлено нелинейными свойствами системы уравнений стационарности и ионизационного равновесия и той важной ролью, которую начинают играть ионизации атомов электронным ударом с возбужденных уровней. Данные таблицы подтверждают сказанное во Введении о физических условиях, необходимых для появления квазирезонансных состояний: $\tau(L_\alpha) \gg \tau(H_\alpha) > 1$ и $\tau(Pa_\alpha) < 1$. Когда $\tau(Pa_\alpha)$ становится больше единицы, излучение в линиях пашеновской серии начинает запирается, рост отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ прекращается и оно начинает уменьшаться.

Появление внешнего излучения сильно сказывается на квазирезонансных состояниях. В этом случае, как видно из рис. 1, меняется форма зависимости отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от Z : при $N_H = 10^{10}$ и 10^{11} cm^{-3} вместо одного острого пика мы видим два максимума: широкий максимум и более высокий и узкий пик. При $N_H = 10^{12}$ cm^{-3} остается только один широкий максимум. При $W = 0.5$ острый пик исчезает также и при меньших значениях N_H , и остается только один горб. Его высота практически одинакова при всех трех значениях плотности газа и равна 17. Такое поведение относительных интенсивностей линий $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ отражает наличие двух конкурирующих процессов ионизации газа с возбужденных состояний: внешним излучением и электроны-

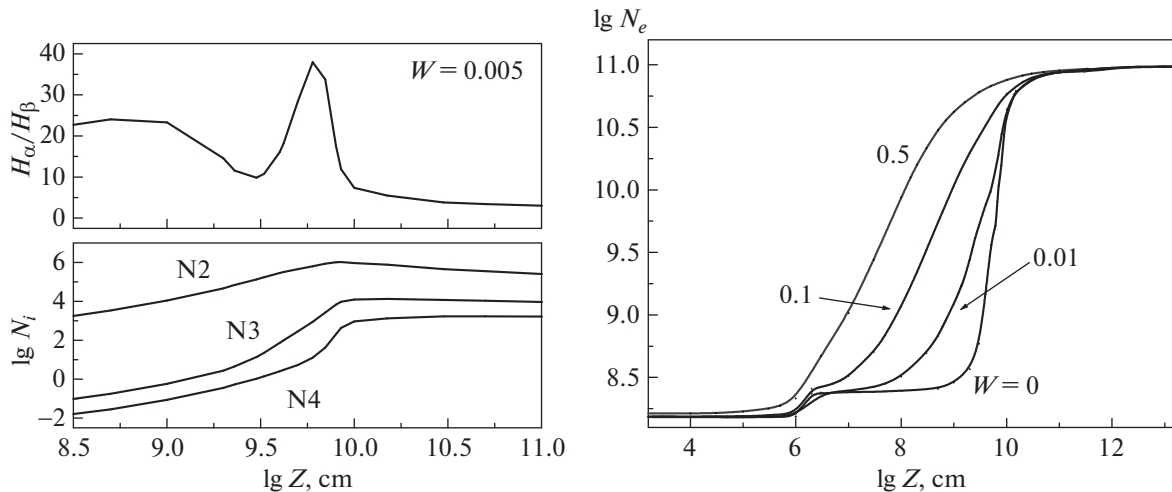


Рис. 2. Поведение населенностей атомных уровней, участвующих в образовании линий – H_{α} и H_{β} (слева внизу). Справа сверху зависимость отношения H_{α}/H_{β} в узком диапазоне Z для $W = 0.005$ и зависимость степени ионизации газа от коэффициента дилуции (справа). В обоих случаях $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10000 \text{ K}$.

ми ударами. Другое важное отличие от моделей с $W = 0$ состоит в том, что интервалы геометрических толщин слоя, при которых возникают квазирезонансные состояния, в моделях с внешним излучением существенно больше, чем в моделях с чисто ударными возбуждениями и ионизациями.

Ранее было показано [2, 9], что в области значений Z , соответствующих началу резкого увеличения отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$, увеличивается степень ионизации водорода за счет ионизаций с возбужденных уровней. Включение внешнего излучения приводит к тому, что электронная концентрация N_e растет с увеличением Z более плавно и в более широком интервале толщин, чем в случае чисто ударной ионизации, когда увеличение N_e происходит очень резко (см. правую часть рис. 2). Из рассмотрения левой части рис. 2 видно, что причиной появления квазирезонансного состояния является разная скорость изменения концентраций атомов в третьем и четвертом состояниях при увеличении толщины слоя Z : сначала быстрее растет N_3 , что вызывает рост отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$. Затем ускоренный рост демонстрирует населенность четвертого уровня, что приводит к уменьшению отношения интенсивностей.

На рис. 3 показаны зависимости отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ от толщины слоя Z для трех значений электронной температуры $T_e = 7500, 10000$ и 15000 K при $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $W = 0$. Видно, что с увеличением T_e область квазирезонансных состояний расширяется, в то время как максимальные отношения интенсивностей $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ умень-

шаются. При $T_e = 7500 \text{ K}$ отношение $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ получается достаточно высоким (~ 10) в широком интервале геометрических толщин Z (от 10^6 до 10^{11} см), пока газ слабо ионизован, и достигает максимума ~ 1000 при $Z \approx 3 \times 10^{12} \text{ см}$.

Для иллюстрации зависимости квазирезонансных состояний от электронной температуры мы построили два дополнительных графика, представленных на рис. 4. В обоих случаях коэффициент дилуции равен нулю. На левом графике показана зависимость отношения $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ от T_e для трех значений N_H . Толщина слоя Z фиксирована и равна 10^{10} см . На правом графике параметры слоя такие же, но сам слой неподвижен. Расчеты водородного спектра для этого случая выполнены с помощью пакета CLOUDY [8]. Видно, что температурная зависимость резонансных состояний в этих двух моделях заметно отличается, что вполне понятно, поскольку радиационные члены, учитывающие дискретные переходы между атомными уровнями, вычисляются разными методами.

На рис. 5 показаны графики, иллюстрирующие поведение относительных интенсивностей первых двух членов лаймановской, бальмеровской и пашеновской серий вблизи квазирезонансного состояния в модели с параметрами $T_e = 10000 \text{ K}$ и $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при $W = 0$. Видно, что данное состояние возникает на фоне уменьшающегося отношения $I(L_{\alpha})/I(L_{\beta})$, вызванного увеличением оптической толщины газа в линиях лаймановской серии.

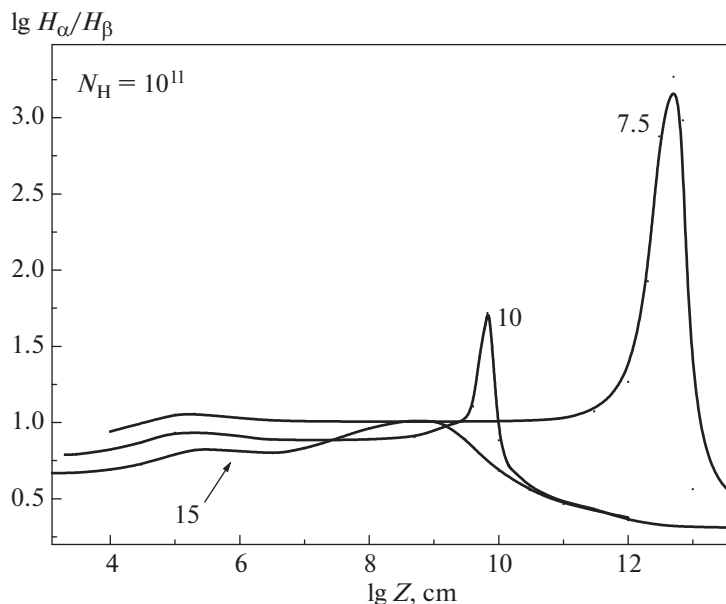


Рис. 3. Влияние электронной температуры газа на отношении $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ при $N_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $W = 0$. Значения T_e (цифры на кривых) указаны с точностью до множителя 10^3 .

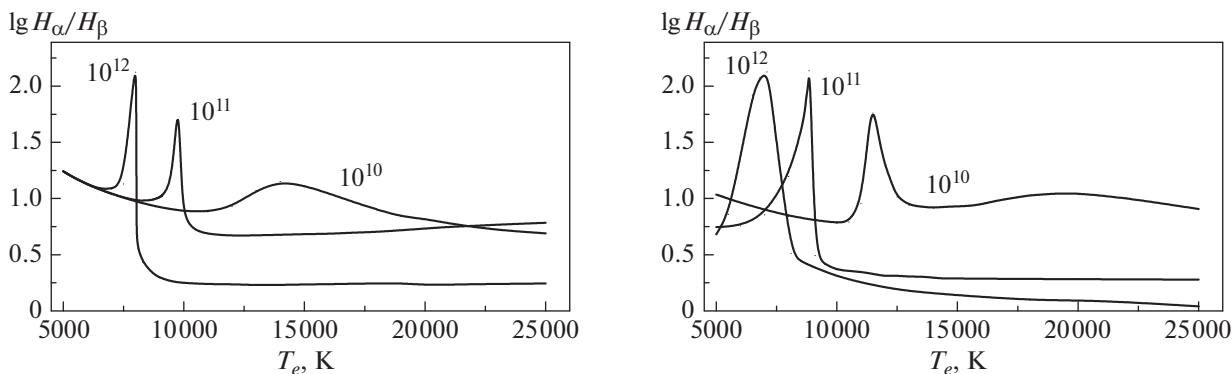


Рис. 4. Зависимость отношения $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ от электронной температуры для толщины слоя $Z = 10^{10} \text{ см}$ и $W = 0$ и трех значений N_H (цифры на кривых). Слева – газ расширяется с градиентом скорости, расчеты выполнены методом Соболева. Справа – газ неподвижен, расчет водородного спектра выполнен с помощью программы GLOUDY.

На рис. 6 показаны те же относительные интенсивности линий, что и на рис. 5, но в более широком интервале значений Z для трех значений коэффициента дилуции. Видно, что во всех трех случаях наиболее сильные изменения относительных интенсивностей линий происходят при $Z \sim 10^{10} \text{ см}$, когда начинают играть важную роль ионизации атомов с возбужденных состояний.

Представленные выше расчеты показывают, что квазирезонансные состояния водородного газа с аномально высокими отношениями интен-

сивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ появляются при больших оптических толщинах излучающей области в частотах линии H_α независимо от того, неподвижен газ или движется с градиентом скорости. В этих условиях газ близок к состоянию термализации, но еще не достиг его. Все эти расчеты выполнены для простого случая, когда слой газа изотермичен и однороден. В астрофизических средах мы имеем дело с более сложными ситуациями, когда газ неизотермичен и неоднороден. Поэтому возникает вопрос: а могут ли в реальных ситуациях на-

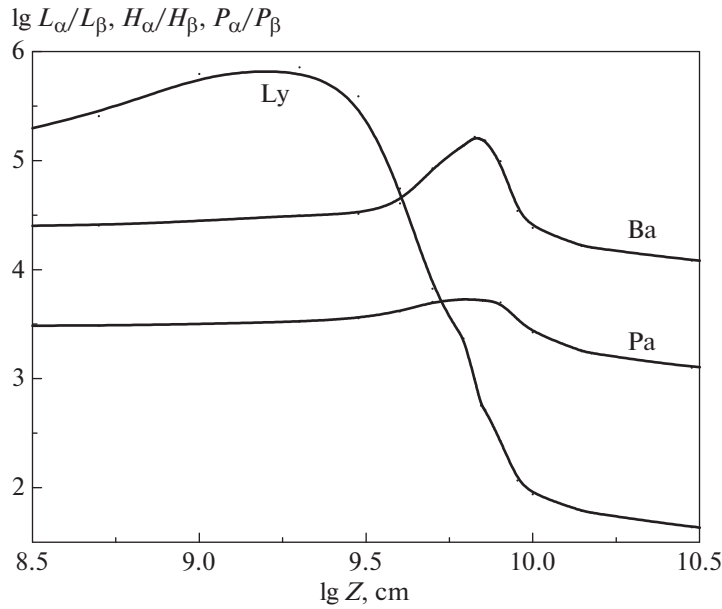


Рис. 5. Относительные интенсивности первых двух членов лаймановской, бальмеровской и пашеновской серий вблизи квазирезонансного состояния в модели с параметрами $T_e = 10\,000\text{ K}$, $N_H = 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ при $W = 0$. Шкалы интенсивностей для $\lg(I(H_\alpha)/I(H_\beta))$ и $\lg(I(P_\alpha)/I(P_\beta))$ смещены на 3.5 и 3 соответственно.

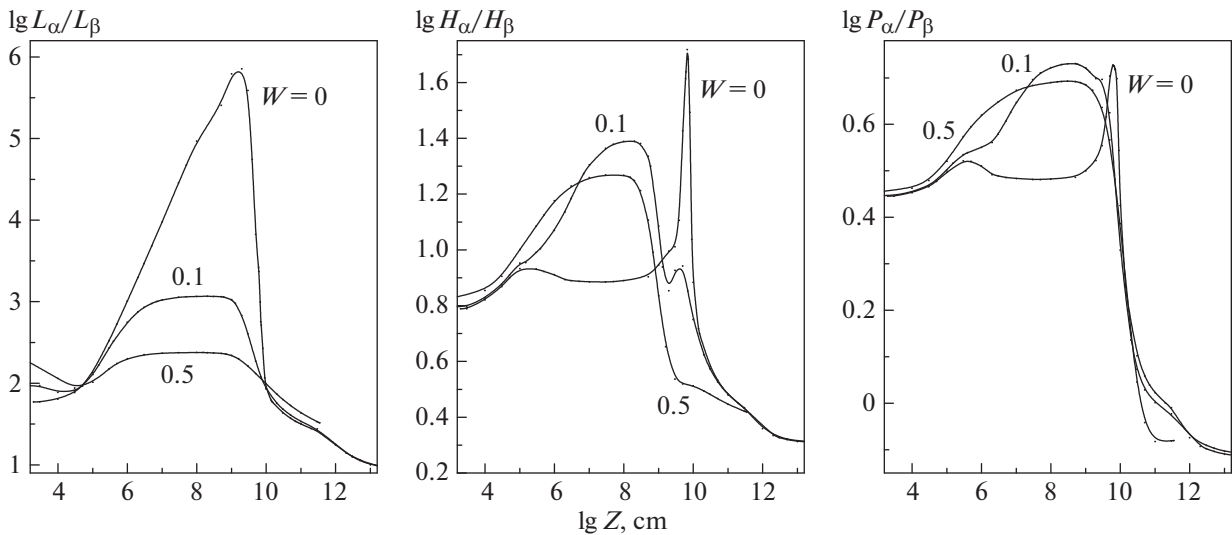


Рис. 6. Относительные интенсивности первых двух членов лаймановской, бальмеровской и пашеновской серий вблизи квазирезонансного состояния в модели с параметрами $T_e = 10\,000\text{ K}$, $N_H = 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ для значений $W = 0, 0.1$ и 0.5 .

блюдаться anomalно высокие отношения интенсивностей линий H_α и H_β ?

3.1. Магнитосферы звезд типа T Тельца

Согласно Хартманну и др. [10] плотность аккрецирующего газа при темпе аккреции порядка

$10^{-7} - 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ достигает вблизи звезды типа T Тельца значений порядка $10^{11} - 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ на характерной пространственной шкале порядка 10^{11} cm . Температура газа в этой области порядка $7000 - 8000\text{ K}$. Скорость падения газа у поверхности звезды порядка 500 km/s . Эти условия

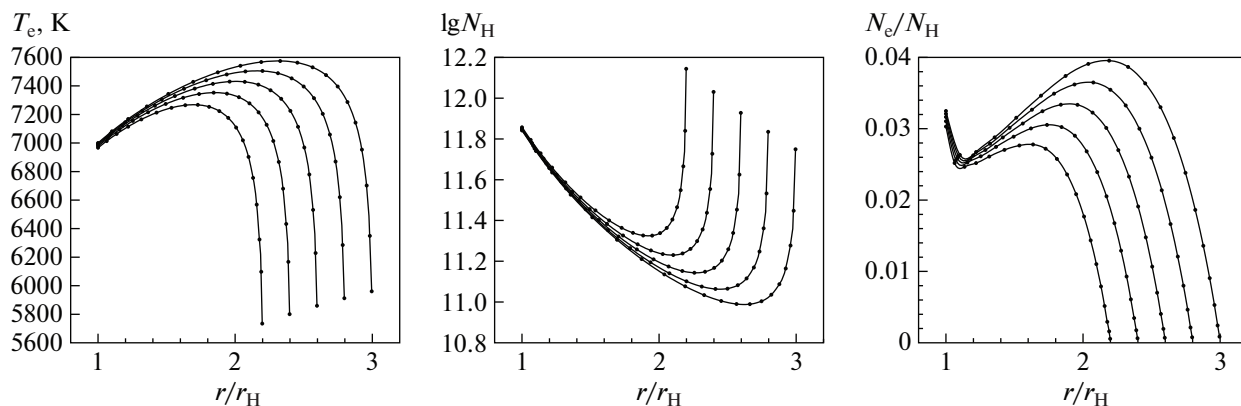


Рис. 7. Распределение температуры (слева), концентрации атомов водорода (в центре) и степени ионизации газа (справа) в модели магнитосферы при темпе аккреции $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$.

близки к рассмотренным выше, при которых следует ожидать аномально высоких отношений $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$.

Используя описанный в статье Дмитриева и др. [11] алгоритм расчета водородного спектра, образующегося в магнитосфере звезды типа Т Тельца, мы рассчитали интенсивности и профили линий H_{α} и H_{β} для трех моделей магнитосферной аккреции с темпом аккреции от 10^{-9} до $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Параметры звезды: $T_{*} = 4000$ К, $R_{*} = 2R_{\odot}$, $M_{*} = 0.8M_{\odot}$. Звезда вращается со скоростью 15 км/с. Ось магнитного диполя совпадает с осью вращения звезды. Угол между лучом зрения и осью магнитосферы равен 45° . При расчетах состояния возбуждения и ионизации газа были использованы параметры магнитосферы и функции нагрева и охлаждения газа из работы [10]².

В качестве примера на рис. 7 показано поведение электронной температуры, концентрации атомов водорода и степени ионизации газа при его движении вдоль силовых линий дипольного магнитного поля. Темп аккреции принят равным $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$. Изменение плотности газа с приближением к звезде вызвано: на периферии магнитосферы — увеличением скорости его движения, вблизи звезды — сгущением магнитных силовых линий при приближении к магнитным полюсам. Именно этим фактором объясняется немонотонный ход плотности с расстоянием r на рис. 7. Поведение температуры газа является зеркальным отражением изменения плотности: по мере при-

ближения к звезде нагрев газа до температуры порядка 8000 К сменяется небольшим понижением температуры, вызванным резким увеличением функции охлаждения. Изменение степени ионизации газа обусловлено изменениями его температуры и плотности. Исключением является область магнитосферы вблизи звезды: рост степени ионизации атомов водорода в этой области обусловлен ионизациями излучением звезды со второго и более высоких атомных уровней. В рассмотренных в предыдущих разделах простых моделях аналогичный эффект показан на правом графике рис. 2.

Рассчитанные для этой модели профили линий H_{α} и H_{β} показаны в левой части рис. 8. Оба профиля нормированы на прилегающий к линиям континуум. Справа показаны отношения интенсивностей $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta})$ на частотах профилей линий, рассчитанные для трех значений темпа аккреции. Видно, что аномально высокие отношения интенсивностей получаются в модели с умеренным значением темпа аккреции ($10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$). В этом случае максимальное значение $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta}) \sim 17$. В модели с темпом аккреции $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ отношение интенсивностей линий H_{α} и H_{β} систематически меньше, чем в предыдущем случае, но все еще остается аномально высоким. При темпе аккреции $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ газ почти полностью термализован. Поэтому отношение интенсивностей этих линий близко к значениям порядка нескольких единиц, которые достигаются после прохождения максимума на рис. 1. Заметим, что при высоком темпе аккреции большой вклад в эмиссионные спектры молодых звезд дает дисковый ветер (см. напр., [13]), термодинамические характеристики которого обычно далеки от состояния термализации.

² Ультрафиолетовое и рентгеновское излучение аккреционных пятен не учитывалось, поскольку оно поглощается в очень тонком слое падающего на звезду газа [12] и не оказывает большого влияния на интенсивности водородных линий.

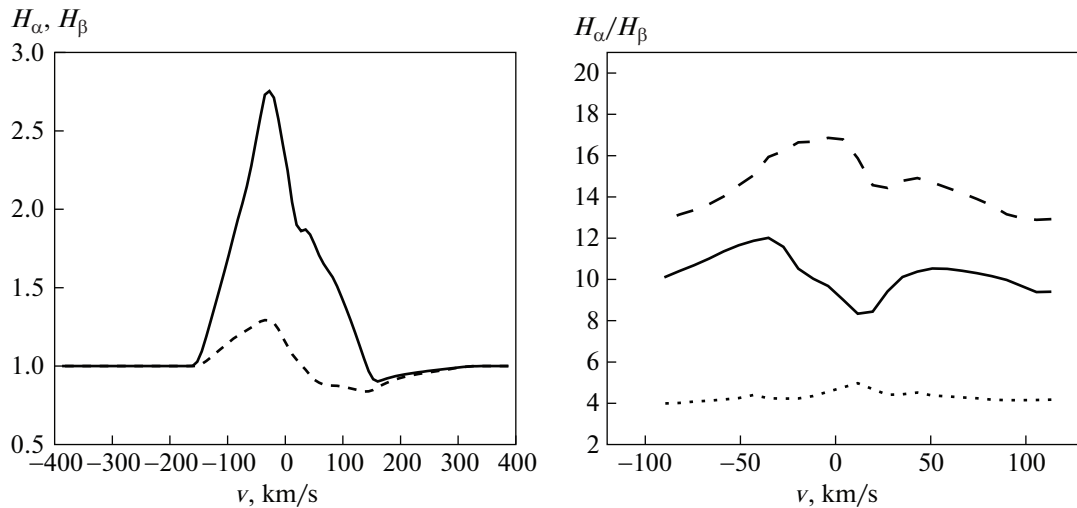


Рис. 8. Слева – профили линий H_α (сплошная линия) и H_β (штриховая линия) в модели магнитосферной аккреции на звезду солнечного типа. Справа – отношение $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ в контуре линий для трех значений темпа аккреции: $10^{-8} M_\odot/\text{год}$ (штриховая линия), $10^{-9} M_\odot/\text{год}$ (сплошная линия) и $10^{-7} M_\odot/\text{год}$ (пунктирная линия).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье введено понятие квазирезонансного состояния атома водорода. В этих состояниях кванты в линии H_α могут сохраняться при многократных рассеяниях, в результате чего возможно появление anomalно высоких относительных интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$. Такие условия, как показали расчеты, появляются вблизи состояния термализации атомных уровней и могут наблюдаться в магнитосферах звезд типа Т Тельца при умеренных значениях темпа аккреции, порядка $10^{-8} M_\odot/\text{год}$.

Другим объектом, где возможно появление квазирезонансных состояний, является расширяющаяся Вселенная в эпоху рекомбинации водорода, когда первичный газ стал оптически тонким за бальмеровским скачком, но еще оставался оптически толстым в частотах бальмеровских линий. Согласно расчетам Рубино-Мартин и др. [14] основная часть излучения Вселенной в эту эпоху в линиях бальмеровской серии была сосредоточена в линии H_α . Используя данные [14], мы нашли, что вклад линии H_α в полное излучение бальмеровской серии составлял около 88%. При этом отношении $I(H_\alpha)/I(H_\beta) \approx 14$, что характерно для квазирезонансного состояния газа.

В заключение следует отметить, что в литературе время от времени появляются сообщения о наблюдениях anomalно высоких отношений интенсивностей $I(H_\alpha)/I(H_\beta)$ в спектрах разных астрофизических объектов (см., напр., [15]). Обычно их пытаются объяснить селективным поглощением околозвездной пыли. Результаты нашей ра-

боты показывают, что такие anomalии могут быть реализованы в средах оптически толстых в частотах субординатных линий без какого-либо участия околозвездной пыли.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Н.К. благодарит за поддержку программу развития МГУ “Ведущие научные школы: Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за полезные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. П. Гринин, Н. А. Катыева, Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **62**, 66 (1980).
2. Н. А. Катыева, Т. А. Ермолаева, В. П. Гринин, Астрофизика **60**, 579 (2017).
3. D. E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Neddulae* (San Francisco: W. H. Freeman and Co. Press, 1974).
4. W. E. Kunkel, *Astrophys. J.* **161**, 503 (1970).
5. P. E. Гершберг, Э. Э. Шноль, Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **50** (2), 122 (1974).
6. S. A. Drake and R. K. Ulrich, *Astrophys. J. Suppl.* **42**, 351 (1980).
7. В. В. Соболев, *Астрон. журн.* **34**, 694 (1957).

8. *G. J. Ferland, R. L. Porter, P. A. M. Van Hoof, R. J. R. Williams, et al.*, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* **49**, 137 (2013).
9. *N. A. Katysheva and V. P. Grinin*, in *Radiation mechanisms of astrophysical objects: classics today*, Proc. of the conference in honor of the 100th birthday of Academician V. V. Sobolev, held at St. Petersburg on September 21–25, 2015, edited by V. P. Grinin, H. Harutyunian, V. B. Ilin, A. F. Kholtygin, and A. Nikoghossian (Yerevan: Edit Print, 2017), p. 198.
10. *L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet*, *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
11. *Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин, Н. А. Катыева*, *Письма в Астрон. журн.* **45**, 422 (2019).
12. *A. Dodin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 4367 (2018).
13. *G. F. Gahm, P. P. Petrov, L. V. Tambovsteva, V. P. Grinin, H. C. Stempels, and F. M. Walter*, *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A117 (2018).
14. *J. A. Rubino-Martin, J. Chluba, and R. A. Sunyaev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 1939 (2006).
15. *M. Soraisam, Ch.-H. Lee, G. Narayan, T. Matheson, et al.*, *Astron. Telegram* 12980 (2019).