

ИЗЛУЧЕНИЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОДОРОДНОГО ГАЗА ВБЛИЗИ
СОСТОЯНИЯ ТЕРМАЛИЗАЦИИН.А.КАТЫШЕВА¹, Т.А.ЕРМОЛАЕВА², В.П.ГРИНИН^{2,3}

Поступила 4 августа 2017

Исследовано поведение термодинамических характеристик водородного газа при переходе от оптически тонкого в частотах линий состояния к состоянию термализации при отсутствии внешних источников излучения. Радиационные члены в уравнениях стационарности, описывающие дискретные переходы между атомными уровнями, учтены в приближении Соболева. Показано, что переход к состоянию термализации, происходящий при увеличении оптической толщины газа в частотах спектральных линий, может сопровождаться сильным (почти в сто раз) увеличением степени ионизации газа. Основную роль в этом процессе играют ионизации с возбужденных уровней под действием электронных ударов

Ключевые слова: *Водородный газ; не-ЛТР расчеты; приближение Соболева; состояние термализации; термодинамические характеристики*

1. *Введение.* Эмиссионные линии водорода наблюдаются в спектрах многих астрофизических объектов от холодных звезд до квазаров и ядер сейфертовских галактик и являются одним из важнейших инструментов диагностики излучающих областей этих объектов. В прошлом диагностика излучающего газа была основана на теории бальмеровского декремента (б.д.). Наиболее подробные вычисления б.д. выполнены на основе приближения Соболева [1,2] для оболочек, движущихся с большими градиентами скорости. Рассмотрены случаи чисто радиативных [3,4] и чисто столкновительных [5,6] возбуждений и ионизаций. Совместный учет радиативных и ударных процессов выполнен в работах [7-9].

Развитие новой техники наблюдений позволило включить в спектральный анализ линии лаймановской серии [6]. Появилось много данных о водородных линиях инфракрасного диапазона - пашеновской, брэкеттовской и более высоких серий (см., например, [9-12]). Анализ интенсивностей этих линий может дать новую информацию о физических параметрах излучающих областей.

Лаймановские и бальмеровские декременты рассчитаны в статье [6] для случая ударных возбуждений и ионизаций в широком интервале параметров газа. Было показано, что при достаточно больших значениях электронной концентрации и оптической толщины в линии L_{α} отношение интенсивностей

линий $I(L_{\alpha})/I(H_{\alpha})$ может быть меньше 1. В случае рекомбинационного механизма свечения ("случай А" Мензела) это отношение выше 10. Данные о наблюдениях лаймановских и бальмеровских линий в спектрах солнечных вспышек и квазаров, когда отношение $I(L_{\alpha})/I(H_{\alpha})$ может быть порядка единицы, приведены, например, в статьях [13-18]. Анализ этих данных представлен в работах [19-22].

Целью настоящей статьи является изучение параметров водородной плазмы при приближении к состоянию полной термализации атомных уровней, когда важную роль начинают играть столкновительные ионизации с возбужденных уровней. Такие состояния наблюдаются в спектрах ряда астрофизических объектов (звездные вспышки, квазары) (см. например, [15,17,18]), но еще недостаточно хорошо исследованы теоретически.

2. Населенности уровней атома водорода и состояние ионизации. Ниже мы приводим результаты моделирования состояния водородного газа для случая ударных возбуждений и ионизаций в отсутствие внешнего поля излучения. Подобные условия реализуются в магнитосферах и дисковых ветрах молодых звезд. Расчеты выполнены на основе алгоритма, разработанного нами в статье [6] с учетом всех существенных процессов заселения и опустошения атомных уровней. Радиационные члены в уравнениях стационарности, учитывающие переходы между атомными уровнями, учтены в приближении Соболева. Поскольку рассматривается достаточно плотный газ, предполагается, что населенности атомных подуровней пропорциональны их статистическим весам. Мы не приводим здесь систему уравнений стационарности для населенностей атомных уровней, ее можно найти, например, в статье [6]. Отметим лишь, что это система нелинейных алгебраических уравнений. Нелинейные свойства системы обусловлены наличием в ней радиационных членов, учитывающих дискретные переходы между атомными уровнями, которые, в свою очередь, зависят от оптических свойств среды, и, следовательно, от населенностей уровней. Эти свойства, как мы увидим ниже, особенно сильно проявляются по мере увеличения оптической толщины излучающей среды в частотах субординатных серий.

Для решения этой системы использовался метод ускоренных итераций, предложенный в работе [5]. Следует отметить, что в литературе нет сведений о доказательствах единственности решения таких систем (так, в статье Гершберга и Шноля [5] было высказано предположение о возможности того, что решение данной системы единственное). В статье [6] указывалось, что при больших оптических толщинах газа в линиях субординатных серий итерации могут сходиться к физически нереальным решениям. Справиться с этой трудностью удастся путем подбора начального приближения.

Рассмотрим однородный, изотермический слой газа, движущийся с постоянным градиентом скорости $dv/dz = V/Z$, где V - скорость расширения слоя, Z - его геометрическая толщина. Модельными параметрами задачи являются также: концентрация атомов водорода N_H и электронная температура T_e .

Как известно, в теории Соболева эффективная оптическая толщина в частотах спектральных линий τ_{ik} обратно пропорциональна абсолютной величине градиента скорости в среде (Castor, [23]):

$$\tau_{ik} \sim N_i k_{ik} v_i / |dV/dz|, \quad (1)$$

где N_i - населенность i -го уровня, k_{ik} - коэффициент поглощения в линии ik в расчете на один атом, v_i - тепловая скорость атомов.

Ниже приведены результаты вычислений состояния газа, контролируемого электронными ударами, для следующих параметров: электронная температура в интервале от 6000 до 25000 K, концентрация атомов водорода $N_H = 10^9 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, геометрическая толщина слоя ($Z = 10^1 - 10^{14} \text{ см}$). Скорость движения V принята равной 300 км/с. Это значение и интервал рассматриваемых плотностей характерны для излучающих областей молодых звезд (см., например, [24]). С учетом этого градиент скорости в формуле (1) равен отношению V/Z . Поэтому при фиксированном значении V оптическая толщина в спектральной линии в слое с градиентом скорости пропорциональна геометрической толщине слоя Z .

Расчеты выполнялись для 15-ти уровней атома водорода и континуума. Переходы с более высоких уровней учитывались в предположении, что их населенности соответствуют термодинамически равновесным значениям. В процессе расчетов были получены электронные концентрации N_e , мензловские параметры и населенности уровней атомов водорода, вероятности выхода кванта из среды в линиях разных серий и другие параметры. Предварительные результаты представлены в работе [25].

Мензловские параметры b_i определяют отклонение населенностей уровней от их значений при локальном термодинамическом равновесии:

$$N_i = b_i i^2 h^3 N_e N^+ \exp(E_i / kT_e) / (2\pi m_e kT_e)^{3/2}, \quad (2)$$

где N_e и N^+ - концентрация электронов и протонов, h - постоянная Планка, E_i - энергия ионизации с i -го уровня, m_e - масса электрона, k - постоянная Больцмана.

На рис.1 показана зависимость параметров b_i от толщины слоя при фиксированной плотности водорода и $T_e = 10000 \text{ K}$. На каждом графике сверху вниз идут величины b_1 , b_2 , b_3 и b_4 . Видно, что при разных значениях N_H зависимости параметров b_i от толщины слоя Z и, соответственно, от оптической толщины, обладают определенным сходством. При малых

оптических толщинах, как и следовало ожидать, первый уровень атома водорода переполнен: $b_1 \gg 1$, тогда как населенности вышележащих уровней близки к термодинамически равновесным значениям, что обусловлено их взаимодействием с электронным газом. С увеличением τ_{12} происходит

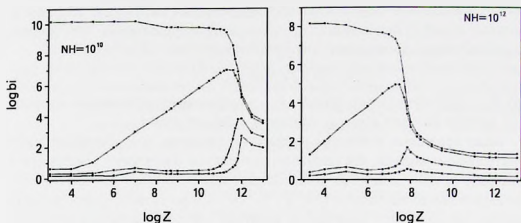


Рис.1. Мензельские параметры b_i ($i=1-4$, сверху вниз) в зависимости от толщины излучающего слоя Z (см) и концентрации водородных атомов $N_H = 10^{10}$ и 10^{12} см^{-3} при $T_e = 10000 \text{ K}$.

постепенное запырание излучения в линии L_α и, как следствие, увеличение концентрации атомов во втором состоянии. Хотя сами величины b_1 и b_2 еще очень далеки от термодинамически равновесных значений ($b_1 = b_2 = 1$), отношение b_2/b_1 стремится к единице, и, как результат, отношение населенностей соответствующих уровней стремится к больцмановскому при данной температуре. Небольшая ступенька на кривой b_1 вызвана "запыранием" излучения за пределом серии Лаймана, которое учитывается прекращением рекомбинаций на первый уровень [6]. Тем не менее, газ все еще прозрачен в линиях бальмеровской и более высоких серий.

При дальнейшем увеличении Z толщины слоя происходит сближение мензельских параметров b_i для всех рассматриваемых уровней. Когда слой становится достаточно толстым, оптическая толщина в линиях субординатных серий возрастает практически одновременно и становится значительно больше единицы, что связано с усилением вклада ударных переходов и ионизаций. В результате, при некотором значении толщины слоя (зависящем от концентрации атомов и электронной температуры) происходит резкое уменьшение населенностей первого и второго уровней и увеличение населенностей более высоких уровней.

На рис.2а приведены зависимости электронной концентрации от Z для плотностей N_H в интервале $10^9 - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при электронной температуре $T_e = 10000 \text{ K}$ и 8000 K . Видно, что при малой геометрической толщине газ

слабо ионизован и величина N_e практически не зависит от Z . При увеличении Z электронная плотность немного увеличивается, что вызвано ионизациями водорода диффузными L_α квантами. При достижении определенного значения Z происходит резкий скачок степени ионизации, вызванный ионизациями с возбужденных уровней электронными ударами. Как показал анализ, основной вклад в этот процесс дают ионизации с третьего и более высоких уровней.

Можно отметить замечательное подобие зависимости N_e от Z при разных N_H . Видно, что толщина "переходного" слоя водорода, в котором происходит почти скачкообразное увеличение степени ионизации атомов, довольно мала. Слабоионизованное состояние и сильноионизованное состояние отличается примерно один порядок величины Z , тогда как скачок электронной концентрации превышает два-три порядка величины.

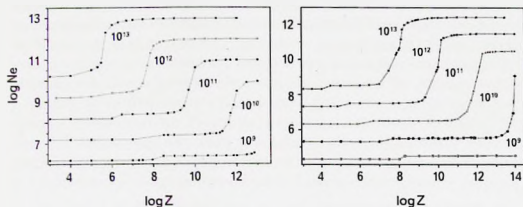


Рис.2а. Зависимость электронной концентрации N_e от геометрической толщины излучающего слоя Z (см) для ряда значений N_H при $T_e = 10000$ К (слева) и $T_e = 8000$ К (справа).

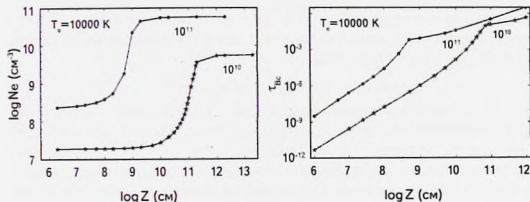


Рис.2б. Электронная концентрация (слева) и оптическая толщина газа за бальмеровским скачком (справа) в моделях, рассчитанных с помощью пакета CLOUDY при $T_e = 10000$ К для двух значений концентрации атомов в слое (указаны на графиках).

Для сравнения на рис.2b приведена зависимость электронной концентрации от Z , рассчитанная нами с помощью пакета CLOUDY (Ферланд и др. [26]) при $T_e = 10000$ К и $N_H = 10^{10}$ и 10^{11} см $^{-3}$. Параметр Z в этой задаче равен расстоянию от центра слоя до его границы. Как и в рассмотренных выше моделях, газ предполагается однородным и изотермическим, но в отличие от них в газе отсутствует градиент скорости. Видно, что зависимость N_e от Z такая же, как в моделях с градиентом скорости (рис.2а): при малых Z газ слабо ионизован, значение N_e практически не меняется с ростом Z . Начиная с некоторого значения Z , зависящего от плотности и температуры газа, увеличение геометрической толщины слоя приводит к значительному повышению степени ионизации газа. При этом, чем меньше электронная температура, тем больше скачок N_e (см. рис.2а).

Подчеркнем, что такая трансформация происходит при постоянной электронной температуре и плотности газа. Изменяется только геометрическая толщина слоя Z . Так как скорость расширения слоя фиксирована, то увеличение Z сопровождается увеличением оптической толщины газа в частотах спектральных линий и, как следствие, повышением состояния возбуждения атомов. В результате увеличивается эффективность столкновительных ионизаций с возбужденных уровней. Эти примеры показывают, что при расчете ионизационного равновесия атомов водорода и радиационных потерь в одних случаях можно ограничиться учетом ионизаций только из основного состояния, а в других - необходимо учитывать также возбужденные состояния.

3. *Объемные коэффициенты излучения в линиях L_α и H_α и отношение $I(L_\alpha)/I(H_\alpha)$.* Для диагностики излучающего газа используются относительные интенсивности линий водорода как внутри одной серии (так называемые: лаймановский, бальмеровский, пашеновский и другие декременты), так и отношения интенсивностей линий, принадлежащих разным сериям. Эффективный коэффициент излучения в линии $i-k$ с учетом выхода кванта из среды выражается формулой

$$\epsilon_{ik} = N_A A_{ik} h \nu_{ik} \beta_{ik} / 4\pi \quad (\text{эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \text{ стер}^{-1}), \quad (3)$$

где β_{ik} - вероятность выхода кванта в линии, определяемой в одномерном приближении соотношением: $\beta_{ik} = (1 - \exp(-\tau_{ik})) / \tau_{ik}$. При больших оптических толщинах β_{ik} равна $\tau_{ik}^{-1} \sim dV/dz = V/Z$.

Полная (проинтегрированная по частоте) интенсивность выходящего излучения в линии получается путем интегрирования ϵ_{ik} по всей толщине слоя. В нашем случае это получается путем умножения ϵ_{ik} на геометрическую толщину слоя Z .

Эффективные коэффициенты излучения в линиях $L_\alpha - \epsilon_{12}$ и $H_\alpha - \epsilon_{23}$ - представлены на рис.3а как функции Z и на рис.4 - как функции электронной

температуры. Сравнение левого графика на рис.2а с рис.3а показывает, что, пока газ прозрачен в линиях бальмеровской серии, энергия, излучаемая элементарным объемом в линиях L_α и H_α , медленно растет с увеличением толщины слоя Z . При увеличении степени ионизации газа (в той области параметра Z , где происходит скачок N) также резко увеличиваются потери на излучение в рассматриваемых линиях. После достижения максимума (при дальнейшем увеличении Z) величины ϵ_{12} и ϵ_{23} начинают уменьшаться из-за увеличения оптических толщин газа в спектральных линиях. Так как газ в этой области параметров близок к состоянию полной термализации, а вероятность выхода кванта из среды β_{ik} обратно пропорциональна оптической толщине τ_{ik} , то уменьшение ϵ_{ik} при увеличении Z происходит по закону Z^{-1} . По этой причине интенсивности выходящего излучения в рассматриваемых линиях в этой области значений Z выходят на плато (рис.3б), соответствующее состоянию полной термализации газа. Видно, что в этом

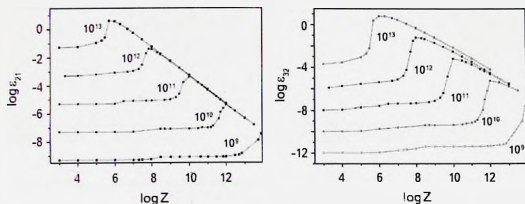


Рис.3а. Зависимость эффективных коэффициентов излучения в линиях L_α (слева) и H_α (справа) от толщины слоя Z при $T_e = 10000$ К. Значения N_H указаны на графиках.

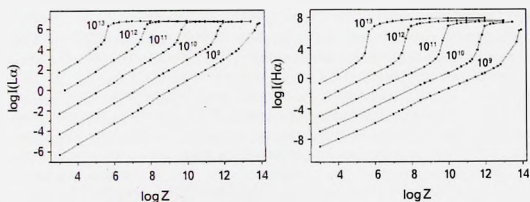


Рис.3б. Интенсивность излучения в линиях L_α и H_α ($\text{эрг/см}^2 \text{с}^{-1} \text{стер}^{-1}$) при $T_e = 10000$ К в рассматриваемом интервале плотностей.

состоянии линия H_α может быть значительно интенсивнее линии L_α . Из рис.2а следует также, что при одинаковых значениях температуры и плотности тепловое равновесие газа в состояниях, близких к ЛТР, требует значительно меньших энергетических затрат по сравнению с оптически тонким случаем.

На рис.4 показаны зависимости объемного коэффициента излучения в линиях L_α и H_α от электронной температуры. Поскольку в представленных на этих рисунках моделях толщина слоя Z фиксирована, то эти графики дают представление также о зависимости от температуры полных (проинтегрированных по частоте) интенсивностей рассматриваемых линий. Из рис.4 следует, что в интервале температур от примерно 10000 до 25000 К интенсивность излучения в линии H_α при $N_H > 10^{11} \text{ см}^{-3}$ почти не зависит от T_e температуры, что обусловлено термализацией атомных уровней.

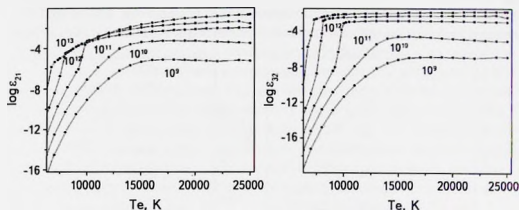


Рис.4. Зависимость эффективного коэффициента излучения в линиях L_α (слева) и H_α (справа) от T_e при $Z = 10^{10} \text{ см}$. Значения N_H указаны на графиках.

На рис.5 показано влияние модельных параметров на поведение отношения интенсивностей $I(L_\alpha)/I(H_\alpha) = \epsilon_{21}/\epsilon_{32}$. Сравнение левого рис.5 с рис.2 и 4 показывает, что уменьшение относительных интенсивностей этих линий с увеличением Z происходит в том же интервале толщин, в котором резко увеличивается степень ионизации газа. Из правого графика на рис.5 (температурная зависимость) следует, что при плотностях $N_H = 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ линия L_α интенсивнее линии H_α примерно на 1-2 порядка величины для всего рассматриваемого интервала температур. В более плотном газе изменение температуры от 6000 до 10000 К приводит к резкому уменьшению отношения $I(L_\alpha)/I(H_\alpha)$ с последующим его увеличением после достижения минимума.

Из теории известно (см., например, [6]), что в плотной плазме, в состояниях, близких к термализации, бальмеровский декремент становится пологим и уменьшается бальмеровский скачок [27]. Подобные состояния газа наблюдаются во время вспышек на звездах типа UV Кита [27-29]. Из рис.6

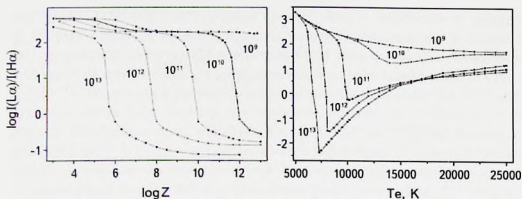


Рис.5. Зависимости относительных интенсивностей линий $I(L_{\alpha})/I(H_{\alpha})$ от толщины излучающего слоя Z (слева) и от электронной температуры (справа). N_H меняется в пределах от 10^9 до 10^{13} см $^{-3}$. На левом графике фиксирована температура $T_e = 10000$ К, на правом - толщина слоя: $Z = 10^{10}$ см.

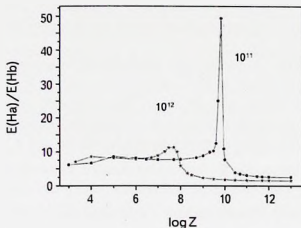


Рис.6. Отношение интенсивностей линий H_{α} и H_{β} как функция Z при $T_e = 10^4$ К и двух значениях $N_H = 10^{11}$ и 10^{12} см $^{-3}$.

видно, что при переходе к этому состоянию (при увеличении Z) отношение интенсивностей линий H_{α} и H_{β} сначала увеличивается, достигая максимума (довольно резкого при $N_H = 10^{11}$ см $^{-3}$), после чего начинает уменьшаться. Состояние газа вблизи максимума, соответствует условиям, когда оптическая толщина в линии H_{α} много больше единицы, но роль безызлучательных переходов с третьего уровня вниз под действием электронных ударов еще мала [6].

4. Инфракрасные линии водорода. Как уже отмечалось во *Введении*, развитие инфракрасной астроспектроскопии открыло новые возможности для использования водородного спектра в целях диагностики астрофизической

плазмы. В частности, у ряда горячих звезд (γ Cas, HD 45677, PCyг) ИК спектры с высоким разрешением получены вплоть до серий Пфунда и Хэмфри. Так Ленорзер и др. [12] представили ИК спектры, полученные ISO (Infrared Space Observatory), и использовали их для диагностики излучающего газа. Они исследовали поведение отношений потоков в линиях $H\alpha(14-6)/Br_{\gamma}$ и $H\alpha(14-6)/P_{\gamma}$ и показали, что есть расщепление этих отношений для различных моделей - оптически тонкого звездного ветра и оптически толстого диска. В частности, параметры излучающего газа у PCyг и η Cas оказались ближе к оптически тонкому случаю, а γ Cas - к оптически толстому. Таким образом, линии высоких серий могут дать дополнительную информацию о параметрах газа. Анализ данных для 16-ти звезд типа Т Тау был представлен в статье Эдвардс и др. [11]. Статистика показала, что отношение интенсивностей пашеновских линий P_{α}/P_{β} практически для всех исследуемых звезд меньше единицы. Наблюдаемые отношения интенсивностей линий сравнивались с расчетами Квана и Фишера [10] и случаем В Мензела. Показано, что плотность водорода N_H в районе формирования водородных линий лежит в интервале $2 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Катышева и Гринин [24] рассчитали интенсивности водородных линий, возникающих при переходах с 7-го уровня: Br_{γ} , P_{δ} и H_{ϵ} . Отношения интенсивностей этих линий не зависят от населенности этого уровня, а только от значений атомных параметров и вероятности выхода кванта в липиях. Так, отношение интенсивностей линий брэккстовской и пашеновской серий $Br7/Pa7$:

$$I(Br_{\gamma})/I(P_{\delta}) = 0.420 \beta_{47}/\beta_{37}, \quad (5)$$

а интенсивностей линий бальмеровской и пашеновской серий $Pa7/H7$:

$$I(P_{\delta})/I(H_{\epsilon}) = 0.303 \beta_{37}/\beta_{27}. \quad (6)$$

Когда газ прозрачен в этих линиях ($\beta_{ik} = 1$), отношения $Br7/Pa7$ и $Pa7/H7$ постоянны и равны соответствующим числовым коэффициентам в приведенных выше формулах. Это позволяет использовать отношения интенсивностей указанных линий для определения величины межзвездного и околозвездного поглощения.

В качестве примера на рис.7 представлены зависимости отношений $Pa7/H7$ и $Br7/P7$ от Z . Видно, что относительные интенсивности рассматриваемых линий могут оставаться постоянными при изменении Z на несколько порядков величины. С приближением к состоянию термализации указанные отношения начинают меняться практически одновременно. Как отмечалось выше, это связано с увеличением непрозрачности газа в субординатных линиях и сопутствующим этому процессу усилением роли ударных ионизаций с возбужденных уровней.

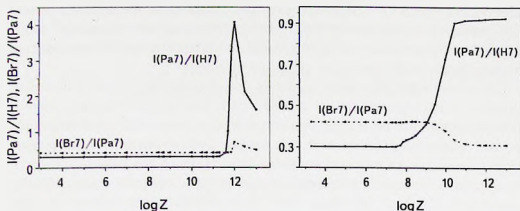


Рис.7. Отношения интенсивностей линий $Br7/Pa7$ и $Pa7/H7$ как функции Z в моделях с электронной температурой 10000 К при $N_H = 10^{10}$ (слева) и 10^{12} см^{-3} (справа).

5. **Заключение.** Представленные выше расчеты термодинамических характеристик водородной плазмы продемонстрировали важную роль нелинейных свойств системы уравнений стационарности, обусловленных диффузией излучения в частотах спектральных линий. Эти свойства проявляются при ионизациях электронными ударами с возбужденных уровней. При фиксированной электронной температуре газа эффективность этих процессов зависит от степени ионизации атомов и населенностей возбужденных уровней. Последние в свою очередь зависят от оптических свойств среды в частотах спектральных линий и электронной концентрации газа. В результате, как мы убедились выше, ионизация газа с приближением к состоянию термализации увеличивается

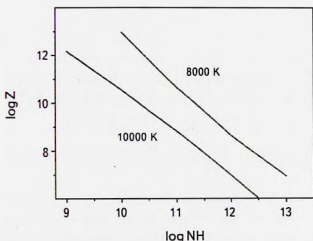


Рис.8. Теоретические линии, определяющие область параметров N_H и Z , при которых начинается рост ионизации газа за счет электронных ударов с возбужденных уровней для электронных температур 8000 и 10000 К.

(при неизменной T) лавинообразно. Это отражается на всех остальных термодинамических характеристиках водородной плазмы: населенностях атомных уровней, эффективных коэффициентах излучения в частотах линий и относительных интенсивностях линий разных серий.

Используя представленные на рис.2а зависимости электронной концентрации от Z , мы определили для каждого значения N_H критическое значение геометрической толщины слоя, при которых роль ионизаций с возбужденных уровней становится существенной. В результате слабо ионизованная водородная плазма превращается в сильно ионизованную. На рис.8 две линии, соответствующие двум значениям электронной температуры, разграничивают область параметров N_H, Z на две зоны. Зона, находящаяся ниже каждой из этих линий, соответствует условиям, при которых ионизация газа определяется в основном ударами с первого уровня. В остальной области параметров N_H, Z главную роль в ионизациях водорода играют столкновительные ионизации с возбужденных уровней.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П28, подпрограмма: "Астрофизические объекты как космические лаборатории". Н.К. благодарит грант Президента РФ НШ-9670.2016.2 за частичную поддержку.

¹ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия, e-mail: natkat2006@mail.ru

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург, Россия, e-mail: vgstao@mail.ru

³ Астрономический институт им. В.В.Соболева СПбГУ, г. Санкт-Петербург, Россия

THE RADIATIVE AND THERMODYNAMIC PROPERTIES OF THE HYDROGEN GAS NEAR THE THERMALIZATION STATE

N.A.KATYSHEVA¹, T.A.ERMOLAEVA², V.P.GRININ^{2,3}

We investigate thermodynamics of hydrogen gas in transition from the optically thin case to the thermalized one in the absence of external radiation sources. The radiation terms in the stationarity equations, which describe transitions between atom energy levels, are taken into account in the Sobolev approximation. It is shown that the transition of plasma to the thermalized state, which occurs

when the optical depth in spectral lines increase, can be accompanied by a strong (almost hundredfold) increases in the gas ionization degree. In this process, ionization from the excited levels due to electron impacts plays a main role.

Key words: *hydrogen gas: non-LTE calculations: Sobolev approximation: thermalization state: thermodynamic characteristics*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Соболев. Движущиеся оболочки звезд. изд-во ЛГУ, 1947; V.V.Sobolev, *Moving envelopes of stars*, Harvard University Press, 1960.
2. В.В.Соболев, Астрон. ж., **34**, 694, 1957, (*Soviet Astronomy*, **1**, 678, 1957).
3. А.А.Боярчук. Известия КрАО, **35**, 45, 1966.
4. R.Hirata, A.Uesugi. *Contrib. Kwasanobs. Kyoto*, **156**, 1967.
5. Р.Е.Гершберг. Э.Э.Шноль, Известия КрАО. **50**, 122, 1974.
6. V.P.Grinin, N.A.Katysheva, *Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory*, **62**, 52, 1980.
7. М.Тууд, М.Ильмас, Водородные линии в спектрах звезд, Тарту, 1971.
8. М.Ильмас, Водородные линии в спектрах ранних звезд, Тарту, 1974.
9. V.P.Grinin, N.A.Katysheva, *Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory*, **62**, 47, 1980.
10. J.Kwan, W.Fischer. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **411**, 2383, 2011.
11. S.Edwards, J.Kwan, W.Fischer et al., *Astrophys. J.*, **778**, 148, 2013.
12. A.Lenorzer, B.Vandenbussche, P.Morris et al., *Astron. Astrophys.*, **384**, 473, 2002.
13. H.Zirin. *Astrophys. J.*, **222**, L105, 1978.
14. R.C.Canfield, R.C.Pueter, *Astrophys. J. Lett.*, **236**, L7, 1980.
15. R.C.Canfield, R.C.Pueter, *Astrophys. J.*, **243**, 390, 1981.
16. R.C.Canfield, R.C.Pueter, P.J.Ricchiazzi, *Astrophys. J.*, **249**, 383, 1981.
17. D.A.Allen, J.R.Barron, P.R.Gillingham et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **200**, 271, 1982.
18. P.J.McCarthy, R.Elson, P.Eisenhardt, *Astrophys. J. Lett.*, **387**, L29, 1992.
19. Н.А.Катышева. *Астрофизика*, **19**, 55, 1983, (*Astrophysics*, **19**, 32, 1983).
20. J.Kwan, J.H.Krolik, *Astrophys. J. Lett.*, **233**, L91, 1979.
21. J.H.Krolik, C.F.McKee, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **978**, 37, 459, 1978.
22. S.A.Drake, R.K.Ulrich, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **42**, 351, 1980.
23. J.Castor, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **149**, 111, 1970.
24. G.H.R.A.Lima, S.H.P.Alencar, N.Calvet et al., *Astron. Astrophys.*, **522**, 104, 2010.
25. N.A.Katysheva, V.P.Grinin, in: "Radiation mechanisms of astrophysical objects", eds. V.P.Grinin et al., Erevan: Edit Print, 2017, 197.

26. *G.J.Ferland, R.L.Porter, P.A.M. Van Hoof et al.*, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **49**, 137, 2013.
27. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **13**, 587, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 348, 1977).
28. *W.E.Kunkel*, *Astrophys. J.*, **161**, 503, 1970.
29. *R.E.Gershberg*, *Solar-Type Activity in Main-Sequence Stars*, Springer, Berlin, 2005.