

НОВЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ПЛАНЕТ

С. А. Семиков

*Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского,
Радиофизический факультет*

© Статья принята к рассмотрению в журнал «Космические исследования»

В работе разработан новый метод регистрации планет и поиска малых планет (астероидов), АМС и спутников, проходящих по диску Солнца – усовершенствованный метод доплеровской томографии. Также этот метод, за счёт высокой чувствительности, позволит обнаруживать экзопланеты, уточнять элементы орбит планет и параметры самих звёзд. Новый метод можно применить для определения формы звёзд, распределения поверхностной яркости и анализа вращения поверхности звёзд, её активных участков (пятен, вспышек и т.д.). Наконец, метод позволит установить форму планет, АМС, спутников, проходящих по диску звезды. Метод основан на анализе спектральными приборами высокой разрешающей силы – вариаций профилей линий излучения и поглощения звёзд, уширенных за счёт вращения звёзд или потоков излучающих газов. Для применения спектроскопов высокой разрешающей силы предложены новые типы телескопов-спектрографов рекордной светосилы и схема зеркального коллиматора-конденсора. Рассмотрены возможные проявления эффекта Ритца в таких измерениях.

Ключевые слова: планеты, астероиды, солнечные пятна, спутники, экзопланеты, доплеровская томография, автоматические межпланетные станции, спектроскопия высокого разрешения, эффект Ритца.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время обнаружение солнечных пятен и планет, проходящих по диску Солнца, не представляет сложности для астрономии. Однако отслеживание прохождения по диску Солнца малых планет (астероидов), комет, мелких пятен, а также мониторинг космических аппаратов (спутников, АМС и т.д.) представляет известную трудность. Кроме того, этот процесс постоянного мониторинга довольно сложно автоматизировать, учитывая необходимость обработки двумерных изображений, на которых следует выделять из шумовых эффектов реальные объекты. В работе разработан новый транзитный метод детектирования планет и солнечных пятен, который можно применить и для поиска экзопланет во время транзитов, а также для отслеживания вариаций формы и распределения поверхностной яркости звёзд.

Метод основан на исследовании профиля линий поглощения Солнца (или любой иной звезды) спектральными приборами высокой разрешающей силы и является развитием метода «доплеровской томографии» [1]. За счёт эффекта доплеровского уширения линий, вызванного осевым вращением звезды, т.е. разбросом, дисперсией лучевых скоростей по диску звезды, отдельная спектральная линия приобретает профиль, каждая точка которого примерно соответствует долготе или прицельному параметру соответствующих точек звезды. Поскольку окружная экваториальная скорость звёзд достигает $\sim 10\text{--}100$ км/с, ширина профиля линии достигает $\Delta\lambda_m \sim 1$ нм = 10 \AA (для Солнца $V_r = 2$ км/с и $\Delta\lambda_m \sim 0,1 \text{ \AA}$), т.е. поддается точному промеру спектральными приборами высокой разрешающей силы. Прохождение (транзит) планеты или пятна по диску звезды сопровождается падением интенсивности участка профиля линии поглощения или излучения на соответствующей долготе с соответствующей лучевой скоростью V_r . Таким образом, по форме профиля и по движению его деталей можно легко выявлять прохождение планет и пятен по диску

звезды, определяя их долготы и, как покажем далее, широты, определять элементы орбит, размер, скорость, период и т.д. При этом намного упрощается также обработка данных на ЭВМ, поскольку профиль линии легко записывается и поддаётся быстрой автоматической обработке, в отличие от случая намного более сложной и долгой обработки двумерных изображений.

До сих пор подобный метод поиска экзопланет [1, 2] и звёздных пятен [3], открытый несколько лет назад, находил ограниченное применение, ввиду малой чувствительности. В настоящей работе разработаны теоретические основы метода и предложены схемы оптических систем для повышения чувствительности метода.

Обоснование метода исследования профилей линий

Рассмотрим звезду в форме шара, которая вращается с угловой скоростью ω и имеет радиус R , причём ось вращения перпендикулярна лучу зрения \mathbf{r} (рис. 1). В таком случае лучевая скорость на краях звезды (в экваториальных точках на лимбе звезды) будет достигать экстремальных значений $V_r = \pm\omega R$. В других точках на диске звезды лучевые скорости принимают промежуточные значения $-\omega R < V_r < \omega R$. Условно разделим диск звезды на полосы параллельные оси вращения и смещённые от неё в проекции на картинную плоскость на разные расстояния ρ (направим ось ρ вправо). В этом случае легко показать, что лучевая скорость точек в пределах полосы есть $V_r = \omega\rho$. Соответственно, за счёт эффекта Доплера и дисперсии лучевых скоростей по диску звезды ($\Delta V_r = 2\omega R$) профиль линий поглощения по эффекту Доплера уширится и приобретёт форму, примерно соответствующую распределению интенсивности линий поглощения по диску звезды. Это справедливо, если уширение $2\Delta\lambda$ за счёт разброса (дисперсии) лучевых скоростей ΔV_r много больше собственной ширины линии $\delta\lambda$ на участках с $V_r \approx 0$. Для большинства линий, например у Солнца, это условие практически не выполняется, ввиду уширения линий за счёт давления, температуры (хаотическое доплеровское уширение) и индивидуальных движений поверхности, в том числе за счёт конвекции в гранулах. Но в спектре Солнца и других медленно вращающихся звёзд можно обнаружить отдельные узкие линии, для которых условие выполняется. Кроме того, условие обычно выполняется для звёзд с высокими окружными скоростями ($V \sim 100$ км/с), например для Альтаира [4] и других быстро вращающихся звёзд [1, 2].

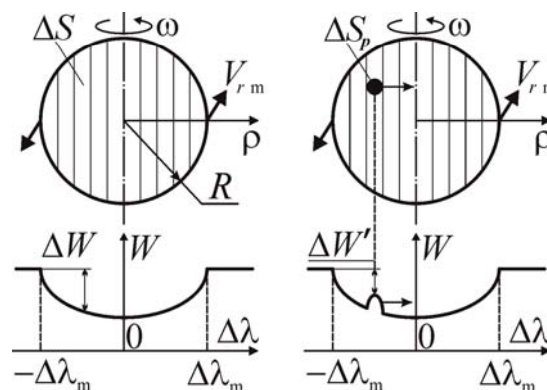


Рис. 1. Схема вращения звезды и уширения профиля линии поглощения: в случае чистого диска звезды (слева) и частично закрытого тенью планеты или звёздным пятном площадью ΔS_p (справа). По мере движения пятна или диска планеты по диску соответственно смещается локальный максимум на спектре.

Поскольку при этих условиях интенсивность участка абсорбционной линии, соответствующего некоторой лучевой скорости V_r , приблизительно пропорциональна площади dS светящейся поверхности (полосы) с такой скоростью в интервале от V_r до $V_r + dV_r$, найдём что профиль линии поглощения $\Delta W(\Delta\lambda)$ или излучения будет приблизительно повторять форму диска звезды. Т.е. профиль линии поглощения $\Delta W(\Delta\lambda)$ будет в первом приближении иметь форму половины дуги окружности, эллипса, если

не учитывать потемнение к краю звезды (потемнение к краю обычно мало для красных и инфракрасных лучей [5]), а также увеличение толщины проходимого лучами света слоя хромосферы звезды, которое отчасти компенсирует эффект потемнения к краю. Действительно, у быстро вращающихся звёзд, например у Альтаира, профиль спектральных линий имеет приближённо эллиптическую форму [4] (рис. 1). Если же учесть потемнение к краю диска, изменение пути света в хромосфере звёзд, дифференциальное вращение и изначальную ширину профиля линии $\delta\lambda$ (на участках с $V_r \approx 0$), форма профиля будет отличаться от круговой. Восстановить форму профиля, обусловленную только вращательным уширением, можно, если учесть эти эффекты и вести обработку профиля на ЭВМ с соответствующими корректирующими поправками.

Действительно, известно, что профили линий быстро вращающихся звёзд, типа Альтаира и Ахернара, имеют форму полуокружности, полуэллипса [1, 2, 4]. Однако для быстровращающихся звёзд, наблюдаемых со стороны полюса, например для Веги, профиль более сложный. Действительно, при наблюдении почти вдоль оси вращения ΔV_r снижается, а интенсивности линии существенно нарастает в центре профиля, соответствующего полюсу с $V_r \approx 0$, за счёт избытка поверхностной яркости полярных участков по теореме фон Цайпеля [6]. В случае заметного потемнения к краю или в случае значительного отклонения формы звезды от эллипсоида вращения (например, за счёт приливных эффектов), профиль линий поглощения заметно исказится и будет отличаться от полукруга. Таким образом, даже без применения сложной техники оптической интерферометрии (телескопы-интерферометры), можно установить по одному только профилю линий поглощения форму диска звезды и неоднородность в распределении поверхностной яркости.

Поскольку частичное затмение, потемнение диска звезды, вызванное планетой или звёздным пятном, приводит к уменьшению площади полосы, соответствующей определённому значению V_r , соответственно будет меняться и интенсивность в профиле линии поглощения. На профиле линии поглощения появится локальный максимум (рис. 1), по положению и скорости смещения которого можно обнаруживать планеты и устанавливая координаты, элементы орбиты и трансверсальную скорость v их прохождения по диску звезды. Действительно, подобные вариации профиля линий поглощения при прохождении экзопланет по диску звёзд наблюдаются в форме локального максимума, движущегося по профилю линии, позволяя исследовать параметры движения экзопланет методом так называемой доплеровской томографии [1, 2]. Аналогичный метод позволяет регистрировать и движение звёздных пятен [3].

Поскольку профиль линий поглощения обычно изрезан шумами, выделять максимум, соответствующий не шуму, а прохождению планеты, можно по изменению положения максимума на профиле линии $\Delta\lambda(t) \approx kv t$, где k – константа. В отличие от случайного шума, сигнал от прохождения солнечного пятна или планеты – почти постоянный, и максимум от планеты смещается по спектральному профилю в сторону длинных волн с почти постоянной скоростью $d\Delta\lambda/dt \approx kv$ (в случае прямого движения планеты), или с гармонически меняющейся скоростью $d\Delta\lambda/dt \approx k\omega R \cos(\omega t)$ – в случае движения пятна, когда t отсчитывают от момента прохождения пятна через ось симметрии диска (на меридиане с $\rho = 0$). Это позволит легко отделить сигнал от случайных шумов на профиле линии поглощения.

Действительно, период повторения максимумов, движущихся по профилю с некоторой «скоростью» $d\Delta\lambda/dt$, равен орбитальному периоду P планеты или периоду обращения T пятна на диске звезды, связанному с вращением поверхности звезды. Время затмения Δt , если планета проходит по экватору звезды, позволит найти соотношение между орбитальным радиусом (полуосью a) и экваториальным радиусом звезды R (в случае круговой орбиты):

$$a/R = P/\pi\Delta t.$$

Таким образом, зная радиус R звезды, например из астрометрических измерений, можно определить радиус звёздной орбиты a (рис. 2). Прохождение планеты по экватору звезды обнаруживается по тому, что максимум проходит всю ширину

профиля $2\Delta\lambda_m$ от левого до правого края. Это означает, что наклонение орбиты планеты $i = 90^\circ$. Если же движение максимума начинается не от краёв профиля $\pm\Delta\lambda_m$, а от промежуточных участков $\Delta\lambda$, соответствующих промежуточным лучевым скоростям поверхности звезды, тогда наклонение орбиты отлично от $i = 90^\circ$. В случае $a \gg R$, считая движение планеты происходящим по диску звезды с постоянной скоростью v , получим для длины 2ρ , проходимой вдоль диска, и для участка спектра, проходимого вдоль профиля линии, $2\Delta\lambda = 2\rho\Delta\lambda_m/R$, где $a/\rho = P/\pi\Delta t$. Отсюда из тригонометрии легко определить наклонение орбиты

$$i = \arccos\left(\frac{\pi\Delta t}{P} \sqrt{\Delta\lambda_m^2 / \Delta\lambda^2 - 1}\right).$$

А отношение радиуса орбиты к радиусу звезды в общем случае найдётся как

$$\frac{a}{R} = \frac{\Delta\lambda P}{\Delta\lambda_m \Delta t \pi}.$$

Если движущийся максимум на профиле обусловлен движением солнечного (звёздного) пятна, тогда по началу транзита с участка, отстоящего от центра профиля на $\Delta\lambda$ легко найти широту пятна $\varphi = \arccos(\Delta\lambda/\Delta\lambda_m)$. Действительно, прохождение пятен по дискам звёзд отчётливо регистрируется по вариациям формы профилей линий поглощения [3].

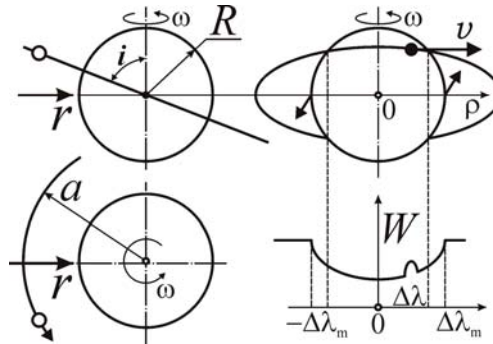


Рис. 2. К расчёту элементов орбиты планеты с наклонением отличным от $i = 90^\circ$.

В случае, если движение планеты происходит по эллиптической орбите, легко определить эксцентриситет и долготу периастра орбиты по изменению скорости движения максимума по профилю линии поглощения. Кроме того, комбинируя этот метод с методом лучевых скоростей по доплер-смещениям спектральных линий, легко уточнить эти элементы и сопоставить со значениями, найденными другими методами.

Элементарно определяется также размер планеты или пятна по интенсивности образующегося максимума на профиле спектральной линии. Действительно, спектральная интенсивность линии поглощения ΔW (её можно определить как локальную глубину профиля поглощения, рис. 1) пропорциональна площади полосы ΔS с шириной равной поперечнику пятна или планеты. Считая, что в пределах этой полосы лучевая скорость и поверхностная яркость постоянны (т.е. при постоянном коэффициенте пропорциональности u), найдём

$$\Delta W \Delta\lambda = u \Delta S.$$

Поэтому затмение участка полосы диском планеты или пятном площади ΔS_p приводит к падению средней интенсивности $\Delta W'$ участка линии поглощения шириной $\Delta\lambda_p$ (в пределах которого наблюдается локальный максимум) по отношению к исходной интенсивности участка линии поглощения ΔW пропорционально

$$\Delta W'/\Delta W = (\Delta S - \Delta S_p)/\Delta S.$$

Тем самым открывается возможность точного измерения элементов орбит и размеров небесных тел или пятен, проходящих по видимому диску звезды. Предложенный метод наиболее эффективен в отношении небесных тел, пятен и АМС, проходящих по диску Солнца, поскольку спектр излучения и линии поглощения Солнца достаточно интенсивны, что позволит вести измерение профиля линий поглощения с огромной

разрешающей способностью. У Солнца профиль линии заметно отличается от дуги окружности, эллипса, ввиду сравнительно малой окружной экваториальной скорости Солнца ($V_r \sim 2$ км/с) и значительного уширения линий от других эффектов. Тем не менее, присутствует заметное уширение профиля за счёт вращения, так что, сравнивая при компьютерной обработке искажённый (при затмении) и неискажённый профиль спектральных линий, можно установить положение планеты, пятна, спутника, АМС и их движение. Наиболее подробно точная теория эффекта рассмотрена в [1, 3].

Кроме того, по форме профиля локального максимума и по её изменению в интервале времени между первым и вторым моментами контакта с лимбом звезды, можно примерно определить форму затмевающей планеты или космического аппарата (АМС, ИСЗ), например, полагая их форму симметричной. Это позволит идентифицировать космический аппарат по его размеру и форме, аналогично распознаванию во время войн военных кораблей и самолётов только по их силуэту.

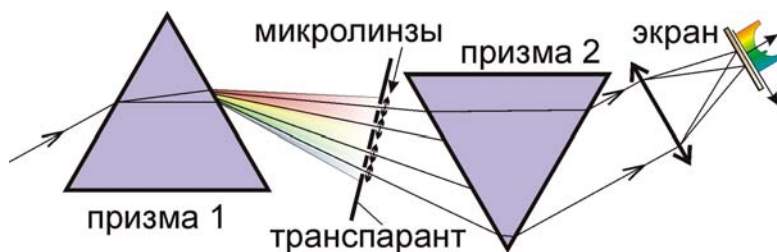


Рис. 3. Схема спектрографа для изучения интегрального профиля спектральных линий.

В случае других звёзд интенсивность света, как правило, слишком мала, чтобы подробно промерить спектральный профиль линии поглощения с достаточно высоким спектральным разрешением. Действительно, энергия излучения в пределах ширины одной линии слишком мала, и профиль не поддаётся подробному промеру методом фотометрии участка спектра или степени почернения участков фотопластинки. Но в этом случае, поскольку не требуется исследовать двумерного изображения, могут найти применение многозеркальные телескопы, собирающие свет звезды с огромной площади на щели спектрографа без строгой фокусировки, что обеспечит достаточную светосилу и разрешающую способность. Кроме того, поскольку у многих линий профиль примерно одинаков (если рассматривать линии, формирующиеся в хромосфере звезды), можно исследовать интегральную мощность излучения от ряда таких спектральных линий, собирая их изображения в одно на одной фотодиодной линейке или фотопластинке (рис. 3). Тем самым, за счёт увеличения светосилы, может быть достигнута огромная разрешающая способность по частоте (длине волны λ) при исследовании формы профиля линий поглощения. Действительно, конкретная длина волны λ , на которой исследуют профиль, не столь существенна, т.к. во всех формулах предложенного метода фигурируют относительные ширины и координаты профилей линий $\Delta\lambda/\Delta\lambda_m$.

Астроспектрограф сверхвысокого спектрального разрешения

Спектрограф для подробного исследования профилей спектральных линий Солнца и звёзд может быть устроен следующим образом. Система плоских зеркал с электромеханическим приводом, распределённых по большой площади (~ 1 км²) и синхронно управляемых ЭВМ, собирает параллельные лучи света от звезды в узкую апертуру на вершине измерительной башни-обсерватории. Затем пучок света, пройдя через коллиматор-конденсор, собирается на щели спектрографа, разлагающего свет в спектр (рис. 3). Этот спектр проецируется на экран в виде маски (транспаранта) с прорезями напротив линий поглощения. Затем короткие участки спектра, прошедшие через эти щели, направляются на противоположно ориентированную призму или дифракционную решётку, которая вновь собирает спектр в параллельный пучок и через линзу фокусирует в узкий отрезок на фотодиодную линейку (либо ФЭУ-линейку)

спектрометра, либо на фотопластинку для измерения в условиях длительной экспозиции. Если бы лучи просто проходили через прорезы в маске (транспаранте), они бы фокусировались в одну линию (по форме входной щели спектрографа). Но поскольку требуется получить профиль линий поглощения, просто совместив разные линии, необходимо после каждой щели маски-транспаранта поставить узкую собирающую цилиндрическую линзу, производящую дефокусировку каждого пучка, так чтобы на спектрометре или фотопластинке свет от каждой прорези фокусировался не в линию, а в полосу, края которой соответствуют краям $\pm\Delta\lambda_m$ спектрального профиля линий. При этом интегральный профиль линии получится, если подобрать фокусные расстояния линз таким образом, чтобы края профилей у совмещаемых спектральных линий совпадали (рис. 3). Соответственно, интенсивность интегрального профиля будет заметно выше, чем для каждой отдельной линии, что позволит очень точно промерять профиль линий поглощения при высоком спектральном разрешении.

Специфически должен быть устроен и конденсор, собирающий пучки света на щели спектрографа. Поскольку фокусирующая система астроспектрографа собирает отдельные параллельные пучки света от плоских зеркал в одну апертуру, их нельзя собрать никакой фокусирующей системой в одну точку. Однако, поскольку не требуется получать правильного двумерного изображения, лучи достаточно приблизительно свести в один параллельный пучок, а затем сфокусировать линзой в точку на щели спектрографа. Такая коллимация пучков можно осуществить посредством воронковидного зеркального коллиматора-конденсора (рис. 4), представляющего собой осесимметричную поверхность, составленную из ряда последовательных кольцевых конических зеркал с образующей почти параллельной оси коллиматора (с углом к ней $\varphi \sim 1^\circ$) и обращённых в сторону выходного конца прибора. Т.е. коллиматор должен быть выполнен в виде поверхности вращения, напоминающей трубочку для коктейля.

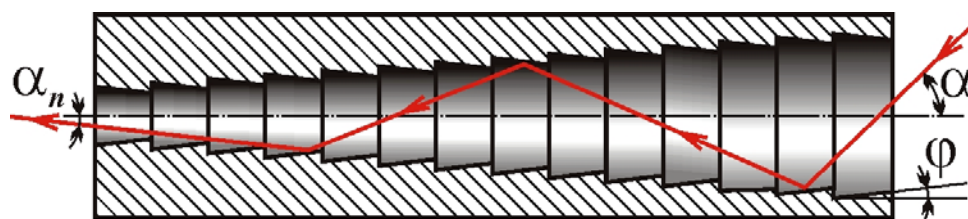


Рис. 4. Схема универсального коллиматора-конденсора света.

Если исходный луч падает под углом α к оси коллиматора, тогда при каждом последующем отражении от стенок коллиматора этот угол уменьшается на 2φ , так что после n -го отражения угол к оси у отражённого луча $\alpha_n = \alpha - 2\varphi n$. Таким образом, практически независимо от того, в какой точке и под каким углом вошли лучи в коллиматор, если максимальный угол их входа равен α , тогда через $n = \alpha/2\varphi$ отражений входящий пучок на выходе коллиматора преобразуется в почти параллельный пучок лучей, т.к. $\alpha_n \approx 0^\circ$. Важное свойство такого коллиматора состоит в том, что его коллимационная способность увеличивается с увеличением угла α , поскольку с увеличением α растёт число n отражений на длине L конденсора. Так что все лучи сводятся в параллельный пучок примерно на одном и том же расстоянии L от точки входа в прибор. Другое важное отличие от рефлекторных и рефракторных систем состоит в том, что коллимационная способность конденсора одинакова для лучей, входящих в апертуру на разном расстоянии от оптической оси (оси симметрии коллиматора). Именно это позволяет собирать в один параллельный пучок все лучи, независимо от угла и точки их входа в систему. При значительном размере апертуры ($D \sim 1$ м) и $\varphi \sim 1^\circ$, длина коллиматора, необходимая для сбора света в параллельный пучок, должна быть $L \sim D/\varphi$ (где φ выражено в радианах), откуда $L \sim 60$ м. Т.е. коллиматор должен обладать большим размером и располагаться в башне обсерватории вертикально, т.е. спектрограф на выходе коллиматора расположен в основании башни.

Для увеличения точности коллимации (уменьшения разброса по углам выхода лучей) следует уменьшать φ . Это обеспечивает коллимацию лучей, пересекающих ось коллиматора или близких к ней. Для коллимации и сближения лучей, входящих в апертуру на значительном расстоянии от оси (т.е. лучей, скрещивающихся с осью), следует постепенно уменьшать радиус конических зеркал по мере приближения к выходу коллиматора. В таком случае по мере приближения к выходу пучок будет становиться не только всё ближе к параллельному, но и будет сужаться.

Затем узкий, почти параллельный, параксиальный пучок фокусируется линзой в щель спектрографа. Такой коллиматор–конденсор вряд ли найдёт применение в оптике для формирования правильных изображений, т.к. отдельные лучи в пучке не сфазированы: лучам соответствуют разные длины оптических путей, и они выходят под несколько разными углами α_n . Но в качестве приближённо собирающей свет системы такой новый тип коллиматоров-конденсоров может найти применение.

Исследование эмиссионных спектров и профилей линий

Ещё эффективней окажется рассмотренный метод поиска планет при исследовании профилей эмиссионных линий. Действительно, яркость эмиссионных линий в отдельных случаях сопоставима с интегральной яркостью самих небесных тел, звёзд. В частности, спектры квазаров содержат очень яркие эмиссионные линии. Не исключено, что при увеличении спектрального разрешения в эмиссионном спектре удастся обнаружить детали, позволяющие установить детальное строение квазаров. Так, в спектре квазаров обнаружен так называемый лайман-альфа лес в виде частотокола спектральных линий водорода лайман-альфа. Принято объяснять эти линии поглощением в облаках межгалактического газа, имеющих промежуточные скорости. Однако не исключено, что каждая линия соответствует звезде или группе звёзд. Тогда при высоком спектральном разрешении удастся исследовать спектры и вариации яркости отдельных звёзд, образующих квазары. Значительное различие красных смещений спектральных линий лайман-альфа леса квазаров может быть связано с тем, что смещение вызвано не доплер-эффектом, а гипотетическим эффектом Ритца [7–11]. Согласно этому эффекту, следующему из баллистической теории Ритца, происходит дополнительное изменение длины волны за счёт наличия у звёзд лучевого ускорения a_r . Преобразованная длина волны λ' и частота f' выразятся через исходные λ и f как

$$\lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2), \quad f' = f(1 + ra_r/c^2), \quad (1)$$

где r – расстояние до звезды, квазара, c – скорость света в вакууме.

Поскольку у разных звёзд лучевые ускорения a_r излучающих и поглощающих атомов отличаются как за счёт разной величины лучевого орбитального ускорения, так и за счёт разницы ускорений свободного падения на поверхности разных звёзд, спектральные линии приобретают разные красные смещения, которые на расстояниях r квазаров могут быть сопоставимы с величиной красного смещения самого квазара. Соответственно, из-за дисперсии лучевых ускорений возникает значительная дисперсия красных смещений и, вместо одной эмиссионной или абсорбционной линии, получается набор линий излучения и или поглощения – лайман-альфа лес. Отметим, что эффект Ритца элементарно объясняет значительное красное смещение квазаров, не согласующееся с законом Хаббла, а также объясняет сам закон Хаббла, решая его парадоксы [7–11]. Кроме того, эта гипотеза объясняет сопоставимую с красным смещением z значительную относительную ширину $\Delta\lambda/\lambda$ спектральных линий у некоторых квазаров. Такое альтернативное недоплеровское объяснение космологических красных смещений в спектрах галактик неоднократно предполагалось разными авторами, начиная с А.А. Белопольского [7, 12] и Ф. Цвикки, и до настоящего времени поддерживается многими астрономами [13].

Эффект Ритца перестаёт менять частоту только при прохождении света через сравнительно плотные переизлучающие среды [9]. Особенно эффективно переизлучение света межзвёздным газом возле резонансных частот атомов. В процессе смещения непрерывного спектра по эффекту Ритца и высвечивания его энергии на

частотах f' спектральных линий, например лайман-альфа (L_α), должно наблюдаться резкое ослабление непрерывного спектра на синем крыле этих линий – на частотах $>f'$. Тогда после переизлучения на этих частотах свет перестанет менять частоту по эффекту Ритца, и непрерывный спектр на синей стороне линии будет резко обрываться. Такое явление реально обнаружено в виде эффекта Ганна-Петерсона: на синей границе линии L_α непрерывный спектр резко обрывается, и далее в области коротких волн наблюдается частокол линий поглощения лайман-альфа леса [12, с. 390], возникающих в результате дополнительных и несовпадающих смещений линий поглощения L_α . Этот эффект напоминает лазерный: непрерывное излучение, спектр которого смещается эффектом Ритца, играет роль накачки, а спектральная линия L_α играет роль излучательного перехода, на котором «выедается» энергия накачки, происходит высвечивание энергии непрерывного спектра на частоте этой линии. Поэтому далее, за линией L_α , непрерывный спектр заметно ослабевает и образуется лайман-альфа лес.

В атмосфере Солнца эффект Ритца тоже способен приводить к смещению спектральных линий, например за счёт ускорения свободного падения излучающих атомов и электронов в поле тяготения Солнца. Однако, если учесть сравнительно небольшую (в астрономических масштабах) величину расстояния r до Солнца, эти смещения незначительны, составляя, если учесть переизлучение в атмосфере Солнца, $\Delta\lambda \approx 0.013 \text{ \AA}$. Тем самым баллистическая теория Ритца даёт и альтернативное объяснение красного смещения линий в поле тяготения Солнца – эффект, который, как считалось, можно объяснить только в рамках общей теории относительности [15].

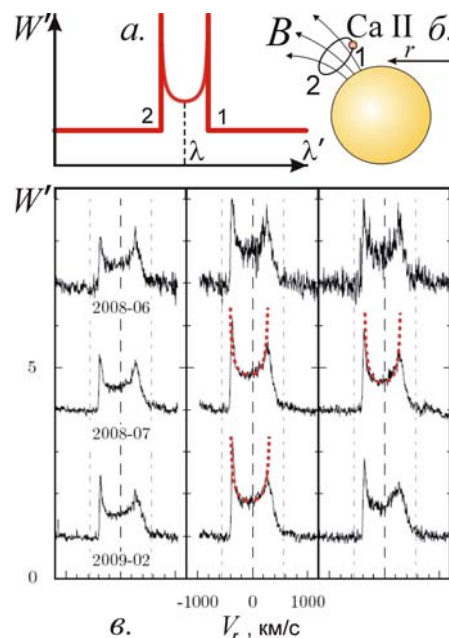


Рис. 5. Формирование профиля эмиссионных линий Ca II при движении ионов в магнитном поле B звезды: *a*) теоретический профиль, *б*) круговая орбита ионов в поле B звезды, *в*) наблюдаемые профили линии Ca II в спектре SDSS J1228+1040 по [16, 17]. Пунктиром нанесён теоретический профиль линий.

В случае эмиссионных линий профили получаются более сложными, чем у линий поглощения, что связано с более сложным распределением скоростей, так как эмиссионные линии создаются потоками газов, испускаемых звёздами с высокой скоростью. Соответственно, профиль спектральных линий заметно усложнится и исказится. При этом излучающие ионы, например, выброшенные во вспышках, движутся в магнитном поле звезды с высокими ускорениями a_r и скоростями $V_r \sim 100 \text{ км/с}$ под действием силы Лоренца, навивая траектории на силовые линии магнитного поля (рис. 5.б). Будем для упрощения считать, что движение под действием силы Лоренца происходит по окружности (т.к. продольная к полю составляющая скорости меняет лишь общее смещение линии, а не её профиль), тогда лучевая скорость ионов

меняется в зависимости от времени t по закону $V_r(t) = V_m \sin(\omega t)$, где V_m – амплитуда лучевой скорости, ω – циклотронная частота ионов. Тогда изменение длины волны света по эффекту Доплера будет колебаться по закону

$$\Delta\lambda(t) = \lambda V_m \sin(\omega t)/c = \Delta\lambda_m \sin(\omega t).$$

Интенсивность участка профиля $W d\lambda'$ пропорциональна времени экспозиции dt линии с соответствующим смещением $\Delta\lambda$ и длиной волны $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$, т.е. $W d\lambda' = w dt$, где w – константа. Отсюда профиль линии, т.е. спектральная плотность мощности $W(\lambda')$ есть

$$W(\lambda + \Delta\lambda) = w \frac{dt}{d\Delta\lambda} = \frac{w^*}{\sqrt{1 - \Delta\lambda^2 / \Delta\lambda_m^2}}, \quad (2)$$

где $w^* = wc/\omega\lambda V_m$, $\Delta\lambda_m = \lambda V_m/c$. Действительно, профиль эмиссионных линий характеризуется именно такой формой типа «ласточкин хвост» (рис. 5), например у белого карлика SDSS J1228+1040 [16, 17]. При интерпретации наблюдаемого профиля линий [16] по эффекту Доплера ионы должны двигаться со скоростями ~ 1000 км/с, что соответствует типичной скорости ионов во вспышках Солнца и звёзд. Отметим, что в работе [16] как раз предложено строить доплеровским методом изображение, но только не видимого диска звезды, а окружающего звезду газового диска, кольца.

Другая возможная причина уширения эмиссионных линий – ускорение, вызванное силой Лоренца при движении излучающих ионов в магнитном поле звезды, ведущее по эффекту Ритца (1) к значительному смещению спектральных линий попеременно в красную и синюю область спектра. При усреднении по времени и разным скоростям эта дисперсия лучевых ускорений приводит к симметричному уширению линий, наблюдаемому у белых карликов, ряда красных карликов и сверхгигантов [4]. Если бы уширение шло за счёт дисперсии лучевых ускорений свободного падения на поверхности звезды, оно было бы асимметричным, вопреки наблюдениям, по которым линии поглощения имеют симметричный профиль. В случае эмиссионных линий (например, ионов Ca II), создаваемых локальными высокоскоростными потоками газа, движущимися в магнитном поле белого карлика, профиль приобретает более сложную форму – с двумя острыми пиками по краям [16]. Такую форму профиля с точки зрения эффекта Ритца можно вывести так же, как при выводе формулы для профиля (2), рассчитанного из эффекта Доплера. Если лучевое ускорение a_r каждого иона складывается из лучевого ускорения свободного падения a_g и ускорения a_m от силы Лоренца, найдём $a_r = a_g + a_m \sin(\omega t)$, где ω – циклотронная частота иона. В итоге, с учётом эффекта Ритца, найдём новую длину волны $\lambda' = \lambda(1 + ra_r/c^2) = \lambda + \Delta\lambda$, где $\lambda = \lambda_0 + \lambda_0 r a_g/c^2$ – средняя длина волны линии, $\Delta\lambda = \lambda_0 r a_m \sin(\omega t)/c^2$ – быстропеременная поправка к длине волны, λ_0 – исходная длина волны. Отсюда профиль линии, т.е. спектральная плотность мощности заданы таким же выражением (2), как в случае доплеровского уширения. Но при этом в выражении (2) следует принять $w^* = wc^2/\omega\lambda_0 r a_m$, а $\Delta\lambda = \lambda_0 r a_m/c^2$. Как отмечалось, наблюдаемый у некоторых звёзд профиль эмиссионных линий характеризует именно такая форма [16, 17].

В ходе осевого вращения звезды и расположенной на фиксированной долготе активной области, излучающей энергичные ионы, изменяется угол наклона орбиты ионов в магнитном поле к лучу зрения и значение максимальных лучевых ускорений a_m и скоростей V_m . Соответственно, ширина профиля будет периодически изменяться. А в случае, если происходит затмение отдельных участков траектории ионов звездой (рис. 5), профиль будет искажаться, ослабевая на длинноволновом или коротковолновом крае профиля. И действительно, наблюдаются именно такие искажения профиля [16, 17], причём вырезанная часть профиля как раз соответствует округлой форме звезды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показано в работе, предложенный метод исследования тонких особенностей профилей эмиссионных и абсорбционных спектральных линий позволит уточнить параметры движения активных участков солнечной и звёздной поверхности в фотосфере и характеристики движения газа в хромосфере звезды, не прибегая к

методам обычной телескопии. Также новый метод позволит уточнить тонкие особенности движения деталей звёздной поверхности (солнечных пятен, вспышек и т.д.). Кроме того, новый метод поиска планет, экзопланет, мониторинга АМС и спутников, представляющий собой усовершенствованный метод доплеровской томографии [1, 2], позволит элементарно регистрировать прохождение по диску Солнца не только планет, но и сравнительно небольших тел – астероидов, комет, АМС, спутников и т.д., а в случае иных звёзд – прохождение по дискам звёзд экзопланет, дополнительно уточнив элементы орбит [11]. Это позволит точнее рассчитать элементы орбит соответствующих небесных тел и АМС, дополнив информацию о них, полученную другими методами – методами фотометрии, лучевых скоростей и т.д. Особенно эффективен будет метод при исследовании звёзд малого диаметра, для которых относительное изменение светящейся площади выше, чем для крупных звёзд, что позволит регистрировать прохождение по дискам звёзд мелких небесных тел.

Автор выражает признательность за обсуждение вопросов, связанных с особенностями преобразования длины волны спектральных линий, – профессору Нижегородского Госуниверситета М.И. Бакунову, а также сотрудникам ИПФ РАН В.В. Кочаровскому и Г.Б. Малыкину.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cameron A.C., Bruce V.A., Miller G.R.M. et al.* // MNRAS. 2010. V. 403. P. 151.
2. *Johnson M.C., Cochran W.D., Cameron A.C. et al.* // *Astroph. J. Lett.* 2015. V. 810. id. L23.
3. *Böhm T., Holschneider M., Lignieres F. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2015. V. 557. id. A64.
4. Физика космоса. М.: Советская энциклопедия, 1986. 783 с.
5. Мензел Д.Г. Наше Солнце. М.: Физматлит, 1963. 328 с.
6. *Aufdenberg J.P., Merand A., Coude du Foresto V. et al.* // *Astroph. J.* 2006. V. 645. P. 664.
7. Семиков С.А. // История науки и техники. 2007. №1. С. 60.
8. Мушаилов Б.Р., Теплицкая В.С. // *Космич. исследования.* 2012. Т. 50. №6. С. 452.
9. Семиков С.А. // *Вестник Нижегородского Госуниверситета.* 2013. №4(1). С. 56.
10. Семиков С.А. // *Нелинейный мир.* 2014. №6. С. 3.
11. Семиков С.А. // *Нелинейный мир.* 2016. №2. С. 3.
12. Белопольский А.А. *Астрономические труды.* М.: Гостехиздат, 1954. 320 с.
13. Мельников О.А., Попов В.С. Недоплеровские объяснения красного смещения в спектрах далёких галактик // В сб.: *Некоторые вопросы физики космоса, сборник 2.* М.: ВАГО АН СССР, 1974. С. 9.
14. *Галактики / ред.-сост. В.Г. Сурдин.* М.: Физматлит, 2013. 432 с.
15. *Вавилов С.И. Собрание сочинений, Т. 4.* М.: АН СССР, 1956. С. 96.
16. *Mancér C.J., Gänsicke B.T., Marsh T.R. et al.* // MNRAS. 2016. V. 455. Is. 4. P. 4467.
17. *Hartmann S., Nagel T., Rauch T. et al.* // *Astron. & Astroph.* 2016. V. 593. id. A67.