

Спектротрический метод обнаружения экзопланет как еще один тест для проверки инвариантности скорости света

Б. Р. Мушаилов^a, В. С. Теплицкая^b

Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ).

Россия, 119991, Москва, Университетский просп., д. 13.

E-mail: ^a brm@sai.msu.ru, ^b verateplic@yandex.ru

Статья поступила 12.05.2011, подписана в печать 01.07.2011

Рассмотрено гипотетическое влияние непостоянства скорости света, обусловленного параметрами движения источника излучения, на результаты спектротрических измерений звезд в рамках программы поиска экзопланет. Проведен учет ускорений звезд относительно барицентра системы звезда–планеты.

Показано, что зависимость скорости света от барицентрической лучевой скорости и компоненты барицентрического лучевого ускорения звезд должна приводить к существенному увеличению (вплоть до порядка величины) больших полуосей орбит обнаруживаемых кандидатов в экзопланеты. Следовательно, корректное сопоставление спектрального метода с другими известными современными методами обнаружения экзопланет позволяет расценивать полученные в настоящей статье результаты как надежный тест для проверки инвариантности скорости света.

Ключевые слова: экзопланетные системы, спектротрический метод, инвариантность, скорость света, барицентр, Солнечная система, большая полуось, орбита.

УДК: 523.26. PACS: 97.82.-j, 95.10.Ce.

Введение

В настоящее время (май 2011 г.) около 70% кандидатов в экзопланеты определены на основе «метода лучевых скоростей» — спектроскопического измерения радиальных компонент скоростей звезд [1].

Планета (или планеты) обнаруживается по наблюдаемой с Земли вариации лучевой скорости v_r своей звезды, которая в нерелятивистском случае, когда v_r существенно меньше скорости c регистрируемого излучения звезды, определяется доплеровской формулой

$$v_r(t) = -c \frac{\Delta f(t)}{f_0}. \quad (1)$$

Здесь $\Delta f(t) = f(t) - f_0$, $f(t)$ — регистрируемая частота излучения от звезды избранной спектральной линии, соответствующей «лабораторной» (при $v_r = 0$) частоте f_0 . Значение лучевой скорости неотрицательно в случае, когда звезда не приближается к наблюдателю, а при сближении звезды с наблюдателем $v_r < 0$.

Регистрируемая со временем вариация лучевой скорости звезды в случае пренебрежения взаимного гравитационного возмущения экзопланет интерполируется суперпозицией кеплеровских орбитальных компонент, соответствующих N гипотетическим планетам, обращающимся относительно звезды (строго говоря, центра масс экзопланетной системы) [2]:

$$v_r(t) = \sum_{i=1}^N V_i (\cos[\omega_i + \theta_i(t, e_i, \lambda_i, P_i)] + e_i \cos \omega_i) + \sum_{k=1}^l C_k t^k. \quad (2)$$

Искомые величинами, определяемыми по критерию минимума среднеквадратичной разности модельной лучевой скорости (2) и полученной из наблюдений, являются эксцентриситеты e_i , средние долготы λ_i , орбитальные периоды P_i экзопланет, через которые

могут быть выражены истинные аномалии θ_i экзопланет, а также величины аргументов перицентров орбит планет ω_i , коэффициенты C_k полиномиального тренда лучевой скорости звезды, обусловленного ограниченностью продолжительности наблюдений, амплитудные коэффициенты V_i , связанные с минимальными массами экзопланет. Получаемые в настоящее время методом лучевых скоростей, основанным на эффекте Доплера, орбитальные параметры и массы экзопланет приводят к парадоксальным орбитальным конфигурациям предвычисляемых экзопланет [1]; столь тесное орбитальное сосуществование звезд и горячих Юпитеров не реализуемо на космогонических интервалах времени.

Учет неинерциальности движений

Как следует из фундаментального принципа наименьшего действия, состояние механической системы полностью определяется заданием координат и скоростей компонент системы. Однако силовое взаимодействие (уравнения движения) в механической системе определяются производными от скоростей, т.е. ускорениями исследуемых компонент (уравнения Лагранжа или Ньютона не содержат производных от ускорений) [3].

Эффект Доплера, выраженный в форме (1), не учитывает силовое (гравитационное) воздействие, приводимое к центру масс динамической системы «звезда–планеты» и характеризующее ускорением звезды, спектр которой измеряется.

Не уменьшая общности, будем считать, что вариации лучевой скорости звезды S обусловлены ее обращением вокруг силового центра (центра масс O гипотетической экзопланетной системы) с постоянной угловой скоростью $\Omega = v/r_0$ по круговой орбите с радиусом r_0 (рис. 1). Будем считать, что наблюдатель находится в плоскости орбиты звезды S на расстоянии $r \gg r_0$

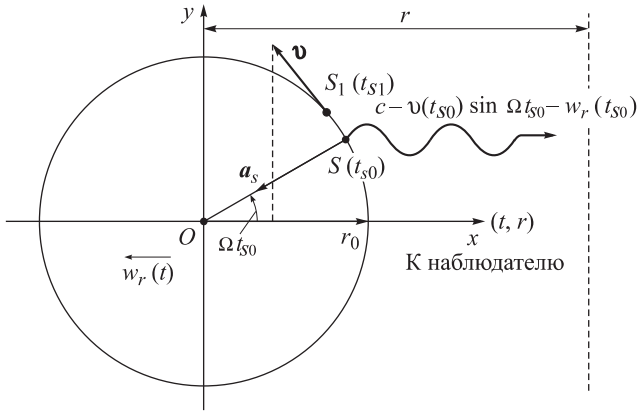


Рис. 1. Круговая орбита звезды S относительно центра масс системы, движущегося относительно наблюдателя с лучевой скоростью $w_r(t)$

от центра O , который относительно наблюдателя имеет компоненту лучевой скорости $w_r(t)$. Предполагая, что $|w_r|$ и $v \ll c$, показания часов в системе координат, связанной со звездой S , будем обозначать через t_S , а в случае наблюдателя — t (при $v \ll c$ часы считаются синхронизированными). Ввиду значительного расстояния r от звезды до наблюдателя звезда S считается точечным источником излучения.

Излучение от звезды S , сгенерированное в момент времени t_{S0} , с учетом принципа относительности Галилея (нерелятивистский случай; обоснование приводится ниже), достигнет наблюдателя в момент времени

$$t_0 = \frac{r(t_{S0}) - r_0 \cos \Omega t_{S0}}{c - v(t_{S0}) \sin \Omega t_{S0} - w_r(t_{S0})}. \quad (3)$$

Излучение от звезды, сгенерированное в t_{S1} через период излучения T_S , достигнет земного наблюдателя в момент

$$t_{\text{per}} = T_S + \frac{r(t_{S1}) - r_0 \cos \Omega t_{S1}}{c - v(t_{S1}) \sin \Omega t_{S1} - w_r(t_{S1})}. \quad (4)$$

Так как $t_{S1} = t_{S0} + T_S$, $a_S = v^2/r_0$, то, вводя обозначения $a_r(t_{S0}) = a_S \cos(\Omega t_{S0})$, $v_r(t) = v(t_{S0}) \sin \Omega t_{S0}$ и учитывая, что $\Omega T_S \ll 1$, $w_r = \text{const}$ за период T_S , в рассматриваемом случае постоянства угловой скорости обращения звезды относительно силового центра, будем иметь

$$\begin{aligned} v_r(t_{S1}) &= v_r(t_{S0}) \cos(\Omega T_S) + v \sin(\Omega T_S) \cos(\Omega t_{S0}) \approx \\ &\approx v_r(t_{S0}) + T_S a_r(t_{S0}), \\ r(t_{S1}) &= r(t_{S0}) + w_r T_S. \end{aligned} \quad (5)$$

Следовательно, период $T = t_{\text{per}} - t_0$ регистрируемого наблюдателем излучения с периодичностью T_S звезды S , согласно (3)–(5), с учетом того что $r(t_{S0}) = r \gg r_0$, с рассматриваемой точностью будет равен

$$T = T_S \left(1 + \frac{\overline{w}_r}{c - \overline{w}_r - T_S a_r(t_{S0})} + \frac{a_S \cos(\Omega t_{S0}) r(t_{S0})}{(c - \overline{w}_r)(c - \overline{w}_r - T_S a_r(t_{S0}))} \right), \quad (6)$$

где $\overline{w}_r = w_r + v_r(t_{S0})$.

И наконец, учитывая, что в рассматриваемом случае $|\overline{w}_r| \ll c$, $a_S T_S = \Omega^2 r_0 T_S \ll c$, получим

$$\frac{T}{T_S} = 1 + \frac{\overline{w}_r}{c} + \frac{r}{c} \frac{a_r}{c}, \quad (7)$$

так что в случае соответствующих частот будем иметь

$$\frac{\Delta f}{f_S} = -\frac{\overline{w}_r}{c} - r \frac{a_r}{c^2}, \quad (8)$$

где $\Delta f = f(t) - f_S$.

При $a_r = 0$ (в случае равномерного движения источника излучения) выражение (8) будет эквивалентно общеизвестной нерелятивистской формуле, полученной в 1842 г. К. Доплером применительно к звуковым явлениям и распространенной на электромагнитные волны А. Физо в 1848 г.

Однако при неравномерном движении источника излучения изменение регистрируемого частотного спектра обусловлено также наличием радиальной компоненты ускорения излучающего объекта (звезды), так что изменение частоты регистрируемого от звезды излучения происходит и при нулевой величине лучевой скорости звезды. При этом значимость второго слагаемого в (8) как раз и существенна для удаленных источников, когда $r/c \gg 1$, что и реализуется, в отличие от Солнечной системы, для гипотетических экзопланетных систем. Формально появление второго слагаемого в (8) может быть интерпретировано гравитационным смещением в эквивалентной гравитационному полю ускоренно движущейся системе.

Соотношение вида (8), с другой стороны, является следствием разработанной еще в 1908 г. В. Ритцем эмиссионной (баллистической) теории, в частности электродинамических процессов [4]. Согласно этой теории, базирующейся на принципе относительности Галилея, свет представляет собой поток специфических частиц (реонов), излучаемых со световой скоростью.

Ошибочные оценки об отсутствии наблюдаемых подтверждений эмиссионной теории Ритца в двойных звездных системах, приведенные голландским астрономом Де-Ситтером в 1913 г. и позднее [5, 6], и растиражирование их в различных монографиях и учебных курсах [7, 8] не способствовали развитию эмиссионной теории и ее практическому применению. Однако на самом деле приводимые до настоящего времени аргументы в качестве возражений против эмиссионной теории Ритца не только неоправданны, но при более глубоком рассмотрении фактически являются подтверждением данной теории [9–12]. В экспериментах Бабкока и Бергмана [13], равно как и в экспериментах Бекмана, Мендикса [14], Альвагера и др. [15, 16], а также Саде [17] и других подобных и известных в настоящее время экспериментах, не рассматривались ускоренные движения источников излучения, так что эти результаты в принципе не могут опровергнуть теорию Ритца. Эффекты при наблюдениях двойных звезд [18, 19] при внимательном рассмотрении также не дезавуируют теорию Ритца.

Опыты Физо и Саньяка [20], несмотря на утверждения, приведенные в обзорной работе [21], в теории Ритца находят свое объяснение. То же можно сказать и об экспериментах Томашека и Бонч-Бруевича [23], Брехера [24].

Оценим амплитуду слагаемого в выражении (8), обусловленного лучевым ускорением звезды, у которой спектрометрическим методом осуществляется поиск экзопланет. Предположим, что у звезды массы M_S имеется одна планета с массой M_p , сопоставимой с относительной массой Юпитера в Солнечной системе, так что $M_p/M_S = 10^{-3}$ ($M_p = 1.9 \cdot 10^{27}$ кг). С учетом характерных расстояний до звезд, у которых в настоящее время обнаруживаются кандидаты в экзопланеты [1], примем расстояние до оцениваемой звезды равным 150 световых лет (≈ 46 пс), так что $r/c \approx 4.74 \cdot 10^9$ с.

Расстояние от центра масс звезды до силового центра O (центра масс системы звезда-планета) в рамках рассматриваемой на рис. 1 модели определится очевидным соотношением

$$r_0 = \frac{M_p/M_S}{1 + M_p/M_S} \rho_{pS}, \quad (9)$$

в котором ρ_{pS} — расстояние между центрами масс планеты и звезды.

Из решения задачи двух тел следует, что движение тел и, в частности, звезды S в барицентрической системе координат с началом в центре масс O системы $P-S$ и с неизменными направлениями осей координат (в общем случае $OXYZ$) описывается уравнениями, а следовательно, решениями, аналогичными случаю относительного движения тел P и S , но с формальной заменой коэффициента $\mu = G(M_S + M_p)$ на [25]

$$\mu = \frac{GM_p^3}{(M_S + M_p)^2}, \quad (10)$$

где $G = 6.67 \cdot 10^{-11}$ м³/(кг·с²) — гравитационная постоянная. Поэтому частота Ω обращения звезды по круговой орбите с радиусом $a = r_0$ относительно барицентра O (эквивалентному силовому центру с приведенной массой μ/G) будет равна

$$\Omega = \sqrt{\mu} r_0^{-3/2}, \quad (11)$$

а следовательно, для максимального значения лучевого ускорения с учетом (9)–(11) получим очевидное выражение

$$a_S = \Omega^2 r_0 = \frac{GM_p}{\rho_{pS}^2}. \quad (12)$$

Согласно (12), для планеты, удаленной от звезды на расстояние $\rho_{pS} = 10$ а.е., максимальное значение компоненты скорости $v_a = (r/c)a_r$ во втором слагаемом (8), обусловленной ускорением звезды, будет равно 268.4 м/с, а в случае $\rho_{pS} = 1$ а.е. будем иметь $v_a = 2.68 \cdot 10^4$ м/с. Амплитуды компоненты скорости v_a в зависимости от расстояния планеты до звезды при различных величинах масс гипотетической экзопланеты приведены на рис. 2.

С увеличением расстояния от наблюдателя до звезды, как следует из (8), амплитуда компоненты скорости v_a пропорционально растет. При этом ее величина зависит от абсолютного значения массы планеты и обратно пропорциональна квадрату расстояния от планеты до звезды. Следовательно (при доминировании второго слагаемого в (8)), для равноудаленных от наблюдателя звезд не должно быть какой-либо регистрируемой селекции по массам звезд при одних и тех же смещениях спектральных частот излучения звезд.

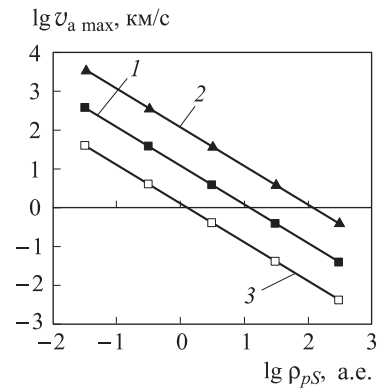


Рис. 2. Амплитуда компоненты скорости v_a звезды в зависимости от расстояния ρ_{pS} экзопланеты до звезды, расстояние которой от наблюдателя принято равным 150 световых лет. 1 — масса планеты M_p равна массе Юпитера M_J ; 2 — $M_p = 10M_J$; 3 — $M_p = 0.1M_J$

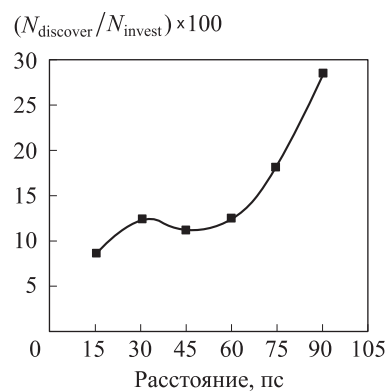


Рис. 3. С ростом расстояния r до исследуемых звезд вероятность (число N_{discover} планет из исследуемой выборки звезд N_{invest}) обнаруживаемых кандидатов в экзопланеты возрастает

В то время как должен проявляться селективный эффект в зависимости от удаленности планеты от звезды (чем ближе планета к звезде, тем легче ее обнаружить). При этом, оказывается, чем дальше от наблюдателя находится звезда, тем легче, при прочих равных условиях, обнаружить спектроскопическим методом у нее планеты!

Имеющиеся в настоящее время статистические наблюдательные данные с учетом перенормировки к массиву выборок исследуемых звезд подтверждают данную закономерность (рис. 3) [26].

Учитывая, что обнаруживаемые в настоящее время спектроскопическим методом без учета второго слагаемого в (8) кандидаты в экзопланеты соответствуют девиациям компоненты лучевой скорости w_r от десятков до сотен м/с, то, как следует из результатов, представленных на рис. 2, в рассматриваемом в настоящей работе случае реальная граница существования экзопланет отодвигается на порядок, это уже не единицы, а десятки астрономических единиц, что в свою очередь согласуется с современной теорией образования и динамической эволюции планетных систем.

Приведенные оценки принципиально не изменятся и при эллиптической орбите звезды S относительно

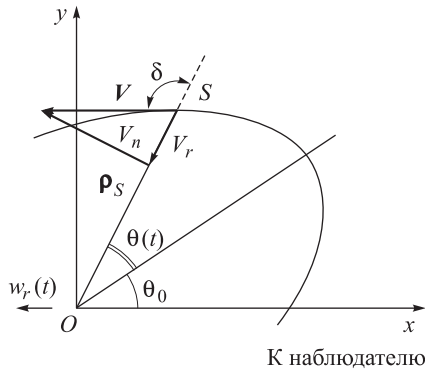


Рис. 4. Эллиптическая орбита звезды S относительно барицентра O системы звезда–планета

барицентра O . В этом случае ускорение a_S звезды по-прежнему будет направлено к барицентру O , который будет являться одним из фокусов эллиптической орбиты, а изменяющийся со временем вектор скорости v_S уже не будет перпендикулярен радиус-вектору ρ_S (рис. 4).

В соотношениях (3)–(8) и (12) в случае эллиптической орбиты необходимо осуществить лишь формальные замены r_0 на ρ_S и $v_r(t) = V_P \cos(\theta + \theta_0) + V_n \sin(\theta + \theta_0)$, где угол θ_0 определяет положение линии апсид относительно направления к наблюдателю.

Заметим, что эффекты, обусловленные вторым слагаемым в (8) для объектов Солнечной системы, являются незначительными. Для наблюдаемых в пределах $r = 100$ а.е. объектов пояса Койпера $a_K = GM_S/\rho_{SK}^2 \approx 5.9 \cdot 10^{-7}$ м/с², а следовательно, для амплитуды соответствующей компоненты v_{ak} в (8) получим величину $v_{ak} = 2.9$ см/с, которая на пять порядков меньше средней орбитальной скорости этих объектов в поле тяготения Солнца.

Некоторые следствия и оценки

Рассмотренные выше поправки в регистрируемые частоты при спектрометрических измерениях звезд в программах поиска экзопланет обусловлены наряду с учетом неинерциальности движения источника излучения (звезды) и предположением о постоянстве (в стационарной среде) скорости света относительно источника излучения, в отличие от постулата в специальной (частной) теории относительности (СТО) о постоянстве скорости света относительно наблюдателя.

Покажем далее, что применяемое допущение практически несущественно при оптическом (фотометрическом) наблюдении за исследуемыми звездами, обладающими искомыми экзопланетами (планетными системами). Как следует из рис. 1, время, необходимое свету (электромагнитному излучению) для достижения наблюдателя, определяется выражением (3). Полагая показание часов в системе отсчета, связанной с излучением звезды, равным t_S , а в системе отсчета наблюдателя — t_{obs} , с учетом того что v/c , w_r/c и $r_0/r \ll 1$ (часы синхронизированы), для показания часов наблюдателя получим $t_{obs} = t_S + t_0$.

Осуществляя преобразования, аналогичные соотношениям (4)–(7), и обозначая через $\phi = \Omega(t_{obs} - r/c)$ величину углового положения звезды на барицентриче-

ской орбите, исправленную с учетом конечной скорости света, будем иметь

$$\phi = \arcsin(y/r_0) + \Phi_0 y/r_0, \quad (13)$$

где $y/r_0 = \sin(\Omega t_S)$, $\Omega = 2\pi/\tau$, $\Phi_0 = \Omega(r/c)(v/c)$, τ — период барицентрического обращения звезды. Из (13) следует, что экстремальное значение функции $\phi(y/r_0)$ достигается при $\Phi_0 = [1 - (y/r_0)^2]^{-1/2}$, и начиная с $\Phi_{0cr} = 1$ при дальнейшем увеличении Φ_0 для наблюдателя будут возникать многократные образы звезды — три звезды в различных точках на той же барицентрической орбите.

В случае значений Φ_0 меньших единицы многократные образы звезды не должны возникать. Если $\Phi_0 \ll 1$, то, согласно (13), барицентрическое движение звезды, видимое наблюдателю, будет несущественно отличаться от синусоидального.

С учетом ранее приводимых оценок для представляющих в настоящее время интерес конфигураций барицентрических орбит звезд в программах поиска экзопланет на расстояниях до 10^3 световых лет имеем максимальную оценку (при $\rho_{PS} = 0.1$ а.е.) $\Phi_0 = 6.6 \cdot 10^{-2} < \Phi_{0cr}$, так что никаких кратных образов исследуемой звезды за счет различий в скорости света на различных участках барицентрической орбиты (сложения скоростей) наблюдаться не должно.

Аналогично нетрудно показать, что для малых значений Φ_0 изменения видимой яркости и видимой орбиты исследуемых звезд в программах поиска экзопланет оказываются несущественными [11]. Следует также заметить, что для визуально и спектрально двойных звезд, для цефеид предположение о постоянстве скорости света относительно источника излучения не приводит к каким-либо принципиальным рассогласованиям с результатами наблюдений, т.е. не позволяет однозначно выбрать между альтернативами: постоянство скорости света относительно источника излучения или — наблюдателя [27, 28].

Если наблюдатель не располагается в плоскости барицентрической орбиты звезды, то в качестве приводимых в (8) компонент лучевых скоростей и ускорений следует принять соответствующие их проекции на плоскость, перпендикулярную к «картинной плоскости» (нормаль к которой проходит через барицентр планетной системы и наблюдателя) $v_r(i) = v \sin(\Omega t) \cos(i)$, $a_r(i) = a_S \cos(\Omega t) \cos(i)$, где i — угол между плоскостью наблюдателя (перпендикулярной к картинной плоскости) и плоскостью барицентрической орбиты звезды. При этом соотношение между амплитудами двух компонент в (8) при $w_r = 0$ не изменяется, а сами компоненты будут отличны от тождественного нуля, за исключением случая, когда барицентрическая орбита звезды располагается в картинной плоскости ($i = 90^\circ$).

Статистические данные (по состоянию на май 2011 г.) об обнаруженных кандидатах в экзопланетные системы свидетельствуют о том, что общее число этих экзопланет по результатам спектрометрических измерений составляет 368. Из них 46 планет (12.5%) подтверждены также астрометрическим методом, а 26 экзопланет (7%) подтверждены «транзитным методом» [1], т.е. общее число кандидатов в экзопланеты, которые были дублированы двумя способами (один из которых спектрометрический), составляет 72 планеты (19.6%).

При этом из этих 72 экзопланет у 12 (16.7%), данные о которых опубликованы, параметры экзопланет (масса планет, а также звезд, орбитальные параметры) подвергались уточнениям. Кроме того, из общего количества кандидатов в экзопланеты, обнаруженных спектральным методом, также были уточнены параметры 30 экзопланет (8.1%), а из 110 экзопланет, данные о которых получены транзитным методом, впоследствии были уточнены параметры 6 планет (5.5%). Переобработка первоначальных и получение повторных данных в семи случаях привели к переоценке орбитальных периодов экзопланет, в одном случае поставили под сомнение само существование планеты.

Сопоставление данных объединенного каталога экзопланет [1] с более ранними данными (2002, 2006 гг.) выявило расхождение в ~5% случаев. Величины орбитальных периодов у четырех экзопланет в сопоставленных каталогах отличаются в разы, а у одной из планет отличие орбитального периода достигает 3.5 раза.

Общее количество не включенных по каким-либо причинам в объединенный каталог планет составило 134 экзопланеты (20.3%), из них в 8 случаях вариации радиальной скорости были обусловлены звездным происхождением, более 50 кандидатов были признаны нуждающимися в получении новых данных, а для одной экзопланеты разные группы наблюдателей получили существенно разные оценки.

Таким образом, имеющиеся в настоящее время данные (19.6%) по сопоставлению результатов спектрального метода обнаружения экзопланет с альтернативными методами (транзитным или астрометрическим) не являются еще статистически значимыми. Однако по мере увеличения массива сопоставляемых данных при условии применения корректных (априори несогласованных) независимых методов (по отношению к спектральному методу) обнаружения экзопланет приведенные в настоящей статье результаты послужат надежным тестом для проверки инвариантности скорости света.

Заключение

Определение спектрометрическим методом лучевых скоростей орбитальных параметров экзопланетных систем основывается на эффекте Доплера–Физо, предполагающем постоянство скорости света относительно наблюдателя. Применяемая модель базируется также на случае равномерного движения источника излучения и не учитывает наличие ускорения звезды относительно барицентра системы звезда–планеты.

Проявление в регистрируемом частотном спектре компоненты, вызванной наличием лучевого ускорения звезды относительно барицентра звездной системы, может быть интерпретировано в рамках ОТО при соответствующем представлении гравитационного потенциала для случая ускоренно движущейся динамической системы. В то же время наличие в регистрируемом частотном спектре вклада лучевой компоненты от ускорения излучающего объекта (звезды) даже при нулевой величине лучевой скорости звезды наиболее последовательно обосновывается в рамках эмиссионной (баллистической) теории электродинамических процессов Ритца.

Поскольку компонента барицентрического лучевого ускорения пропорциональна расстоянию до излучающего объекта (звезды), то ее вклад, в отличие от Солнечной системы, оказывается существенным для экзопланетных систем.

Для звезды, находящейся от наблюдателя на расстоянии r и движущейся по круговой барицентрической орбите с частотой Ω (в случае одной или доминирующей по массе планеты, равной частоте обращения экзопланеты), спектральное смещение за счет ускоренного движения превосходит соответствующий классический доплеровский эффект в $\Omega r/c$ раз, так что если количество световых лет до исследуемой звезды превышает в 2π раз уменьшенный период обращения экзопланеты, выраженный в годах, то компонента лучевого ускорения оказывается доминирующей, что и реализуется для всех кандидатов в экзопланетные системы, обнаруженные до настоящего времени спектрометрическим методом.

Ввиду зависимости компоненты лучевого ускорения от абсолютного значения массы планеты для равноудаленных от наблюдателя звезд не должен проявляться эффект селекции по массам звезд при одних и тех же смещениях регистрируемых спектральных частот звезд, поскольку для относительно близких к Солнцу звезд можно пренебречь влиянием галактической компоненты лучевого ускорения, обусловленного обращением звезд относительно центра масс Галактики.

Чем дальше от наблюдателя располагается звезда, тем, при прочих равных условиях, спектрометрическим методом оказывается легче обнаружить у нее планеты, поэтому соответствующий тренд наблюдается в коррелятивных гистограммах экзопланет.

По мере появления статистически значимых сопоставлений результатов спектрального метода с альтернативными методами обнаружения экзопланет корректная оценка амплитуды регистрируемого частотного спектра компоненты лучевого ускорения звезды относительно барицентра экзопланетной системы позволит получить надежный тест для проверки инвариантности скорости света.

Целью настоящей работы являлось не столько подтверждение или опровержение теории Ритца, а сколько независимая оценка возможной поправки к классической доплеровской компоненте скорости.

Список литературы

1. *Schneider J.* (CNRS-LUTH, Paris Observatory) // <http://exoplanet.eu/catalog.php>.
2. *Ferraz-Mello S., Michtchenko T.A., Beauge C., Correia N.* // Lect. Not. Phys. 2005. **683**. P. 219.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Курс теоретической физики. Т. 1. Механика. М., 1973.
4. *Ritz W.* Gesammelte werke. Walter Ritz. Oeuvres. Paris, 1911. P. 317.
5. *De Sitter W.* // Proc. Acad. Amster. 1913. N 15. P. 1297; Phys. Z. 1913. N 14. S. 429.
6. *De Sitter W.* // Physik. Zeitschr. 1913. **XIV**. S. 1267; Bull. Astron. Inst. Netherlands. 1924. N 2. P. 121, 163.
7. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М., 1976.
8. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М., 1980.
9. *Fox J.* // Amer. J. Phys. 1965. **33**. N 1. P. 1.

10. *Ельяшевич М.А., Кембровская Н.Г., Томильчик Л.М.* // Успехи физич. наук. № 4. 1995. С. 457.
11. *Moon P., Spencer D.* // J. Opt. Soc. Amer. 1953. **43**, N 8. P. 635.
12. *Martinez A.* // Phys. in Perspective, 2004. N 6. P. 4.
13. *Babcock G.C., Bergman T.G.* // J. Opt. Soc. Amer. 1964. **54**, N 2. P. 147.
14. *Beckmann P., Mandics P.* // Radio Sci. J. R.N.B.S., 1965. **69**, N 4. P. 623.
15. *Alvåger T., Nilsson A., Kjellman J.* // Arkiv for Fysik. 1964. **2**, N 16. P. 209.
16. *Alvåger T., Farley F., Kjellman J., Wallin I.* // Phys. Rev. Letters. 1964. **12**, N 3. P. 260.
17. *Sadeh D.* // Phys. Rev. Letters. 1963. **10**, P. 271.
18. *Brecher K.* // Phys. Rev. Letters. 1977. **39**, N 17. P. 1051.
19. *Александров Е.Б.* // Астрон. журн. 1965. **62**, № 3. С. 676.
20. *Семиков С.* БТР и картина мироздания. Н.Новгород, 2010.
21. *Малькин Г.Б.* // Оптика и спектроскопия. 2010. **109**, № 6. С. 1018.
22. *Секедин В.И.* Теория относительности — мистификация века. Новосибирск, 1991.
23. *Бонч-Бруевич А.М., Молчанов В.А.* // Опт. и спектр. 1956. **1**, № 2. С. 113.
24. *Brecher K.* // The American Institute of Physics. Bull. of Phys. News. 2000. N 484, May 11.
25. *Дубошин Г.Н.* Небесная механика. Основные задачи и методы. М., 1975.
26. <http://www.phys.unsw.edu.au/~cgt/planet/Targets.html>;
<http://feps.as.arizona.edu/observations.html>
27. *Энеев Т.М., Козлов Н.Н.* // Астрон. вестн. 1981. **15**, № 2. С. 80; № 3. С. 131.
28. *Белопольский А.А.* Астрономические труды. М., 1954.

Spectrometric method to detect exoplanets as another test to verify the invariance of the velocity of light

B. R. Mushailov^a, V. S. Teplitskaya^b

P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^abrm@sai.msu.ru, ^bverateplic@yandex.ru.

A hypothetical influence of variability of light velocity due to the parameters of the source of radiation, for the results of spectral measurements of stars to search for exoplanets are considered. accounting accelerations of stars relative to the barycenter of the star–planets was carried out.

The dependence of the velocity of light from the barycentric radial velocity and radial acceleration components of the barycentric stars should lead to a substantial increase (up to an order of magnitude) semi-major axes of orbits detected candidate extrasolar planets. Consequently, the correct comparison of the results of spectral method with results of other well-known modern methods of detecting extrasolar planets can regard the results obtained in this paper as a reliable test for checking the invariance of the velocity of light.

Keywords: exoplanet system, spectrometric method, invariance, velocity of light, barycenter, Solar system, semi-major axis, orbit.

PACS: 97.82.-j, 95.10.Ce.

Received 12 May 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2011).

Сведения об авторах

1. Мушаилов Борис Романович — докт. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-16-25, e-mail: brm@sai.msu.ru.

2. Теплицкая Вера Сергеевна — вед. программист; e-mail: verateplic@yandex.ru.