

УДК 530.12

ГРАВИТАЦИОННЫЙ МЕТОД ПОИСКА СЛАБОСВЕТЯЩИХСЯ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

В. И. Денисов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

E-mail: denisov@hep.phys.msu.ru

Показано, что эффект гравитационного искривления лучей света может быть использован при поиске слабосветящихся двойных звездных систем.

В настоящее время разрабатывается несколько астрометрических проектов космического базирования [1], в которых точность измерений угловых положений звезд планируется довести до $(10^{-6})''$. В ходе выполнения этих проектов предполагается измерить угловые положения большого количества звезд, на основе которых можно будет провести дальнейшее уточнение инерциальной системы отсчета и астрономической шкалы расстояний.

На наш взгляд, при реализации этих проектов необходимо предусмотреть также проведение астрометрических измерений для решения и других фундаментальных задач астрофизики. Одной из таких задач является поиск и изучение астрометрическими средствами несветящихся или слабосветящихся двойных звездных систем.

Двойные звезды, как известно, исследуются несколько столетий. За это время было открыто много различных двойных систем, проведено их изучение и классификация. Однако существующие в настоящее время методы наблюдения позволяют обнаруживать и изучать двойные системы только в тех случаях, когда излучение, приходящее от них, достаточно для регистрации на Земле или с борта космического аппарата. Это оказывается возможным либо для звезд с большой светимостью, либо для звезд, близко расположенных к Солнечной системе.

Таким образом, огромное количество двойных звездных систем, компаньоны которых обладают слабой светимостью или расположены очень далеко от Солнечной системы, остаются незамеченными. Для обнаружения некоторых из этих систем предлагается новый способ, который основан на эффекте искривления лучей света в гравитационном поле звезд. Как известно [2], луч, проходящий с прицельным расстоянием b мимо тела, имеющего массу M , отклоняется на угол $\delta\varphi = 4GM/(c^2b)$, где G — гравитационная постоянная, c — скорость света.

Этот угол очень мал, например, для луча, касающегося диска Солнца, он равен $1.75''$. Однако при точности измерений $(10^{-6})''$ он представляет собой заметную величину. Поэтому если луч от некоторой далекой звезды проходит мимо какой-либо другой звезды, то угол его искривления будет измерим в широком интервале прицельных расстояний. Если в двойную систему входят белые карлики или нейтрон-

ные звезды, то максимальное отклонение луча будет значительно больше, чем $1.75''$.

При прохождении луча мимо двойной звездной системы этот угол будет функцией времени из-за движения звезд по орбитам. По этой причине зависимость от времени угла гравитационного искривления луча может служить указанием на обнаружение двойной системы, состоящей из слабо излучающих звезд или не излучающих вообще.

Для адекватного изложения этого способа поиска и исследования двойных звездных систем выведем необходимые формулы. Рассмотрим систему, состоящую из двух звезд, движущихся по своим орбитам с нерелятивистскими скоростями. В этом случае орбиты звезд и законы их движения описываются классической ньютоновской механикой [3]. Предположим, что центр масс двойной системы находится в точке с координатами $\mathbf{r} = \mathbf{R}_0 = \{X_0, Y_0, Z_0\}$.

Обозначим массы звезд системы через M_1 и M_2 , а их сумму через M . Из небесной механики [3] следует, что положение звезды на орбите полностью определяется шестью элементами. Среди этих элементов два угла (i — наклонение орбиты и Ω — долгота восходящего узла) указывают положение плоскости орбиты в пространстве. Третий угол ω задает ориентацию большой полуоси эллиптической орбиты в плоскости орбиты. Два элемента (p — параметр орбиты и e — ее эксцентриситет) определяют форму и размер эллипса. И наконец последний элемент, момент τ , определяет положение звезды на ее орбите в начальный момент времени.

Координаты \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 звезд двойной системы выражаются через вектор \mathbf{r} относительного расстояния:

$$\begin{aligned} x_1 &= -\frac{M_2}{M}x + X_0, & y_1 &= -\frac{M_2}{M}y + Y_0, & z_1 &= -\frac{M_2}{M}z + Z_0, \\ x_2 &= \frac{M_1}{M}x + X_0, & y_2 &= \frac{M_1}{M}y + Y_0, & z_2 &= \frac{M_1}{M}z + Z_0. \end{aligned} \quad (1)$$

Относительные координаты x, y, z , входящие в эти формулы, определяются через элементы орбиты:

$$x = \frac{p\alpha}{1 + e \cos v}, \quad y = \frac{p\beta}{1 + e \cos v}, \quad z = \frac{p\gamma}{1 + e \cos v}, \quad (2)$$

где v — истинная аномалия, а направляющие косинусы имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha &= \cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos i, & u &= v + \omega, \\ \beta &= \cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i, & \gamma &= \sin u \sin i. \end{aligned} \quad (3)$$

Движение звезд по орбитам можно задать, если учесть, что истинная аномалия v является функцией времени. Однако эта связь трансцендентная, в результате чего зависимость $t = t(v)$ можно получить в параметрическом виде, выражая время t и истинную аномалию v через некоторый параметр ξ :

$$t = \tau + \frac{T}{2\pi} [\xi - e \sin \xi], \quad \cos v = \frac{p - a(1 - e \cos \xi)}{ea[1 - e \cos \xi]}, \quad (4)$$

где T — период обращения, а a — большая полуось эллипса.

Предположим, что свет от далекой яркой звезды S по пути на Землю O проходит мимо двойной системы, состоящей из двух звезд: S_1 и S_2 . Углы искривления лучей света, вызываемые гравитационными полями этих звезд:

$$\delta\phi_1 = \frac{4GM_1}{c^2 b_1(t)}, \quad \delta\phi_2 = \frac{4GM_2}{c^2 b_2(t)}, \quad (5)$$

где $b_1(t)$ и $b_2(t)$ — соответственно расстояния от звезд S_1 и S_2 до линии OS . В первом приближении можно принять, что

$$b_1(t) = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}, \quad b_2(t) = \sqrt{x_2^2 + y_2^2}. \quad (6)$$

Таким образом, используя выражения (1)–(6), мы можем рассчитать углы гравитационного отклонения лучей света $\delta\phi_1$ и $\delta\phi_2$ в любой момент времени t . Так как в общем случае плоскость, проходящая через прямую OS и звезду S_1 , может не совпадать с плоскостью, проходящей через прямую OS и звезду S_2 , то складывать углы отклонений $\delta\phi_1$ и $\delta\phi_2$ следует с учетом этого обстоятельства. В результате кажущееся положение звезды S будет двигаться в картинной плоскости по довольно замысловатой траектории, зависящей от ориентации орбит звезд S_1 и S_2 в пространстве и от величины минимальных расстояний между орбитами и линией OS .

Поэтому детальное изучение временной зависимости углов отклонения лучей в гравитационном поле несветящейся двойной системы позволяет на основе формул (1)–(6) установить если не все, то хотя бы часть элементов орбит звезд-компаньонов, оценить их массы и координаты центра масс системы.

Рассмотренное выше взаимное расположение орбиты двойной системы и луча от далекой звезды является хотя и очень редким, но возможным, так как при проведении измерений угловых координат сотен тысяч звезд вероятность найти такое расположение достаточно высока.

Литература

1. Боярчук А.А., Багров А.В., Микиша А.М. и др. // Космич. исслед. 1999. 37. С. 3.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
3. Дубошин Г.Н. Небесная механика. М.: Наука, 1968.

Поступила в редакцию
06.12.00

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.12.04

ЭФФЕКТ АТОМНЫХ ОБОЛОЧЕК В КОГЕРЕНТНОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМАХ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В. К. Гришин, С. П. Лихачев, Г. С. Нефедов

(НИИЯФ)

E-mail: grishin@depni.npi.msu.su

Показывается, что спектр поляризационного тормозного излучения (ПТИ) быстрых электронов на атомах легких элементов с явно выраженными электронными оболочками имеет особую структуру, расщепленную на высоко- и низкочастотные составляющие. При этом область наибольшей когерентности смещается в диапазон частот более низких, чем ранее предсказанные. На примере атома углерода оцениваются области частичной и полной когерентности ПТИ.

Поляризационное тормозное излучение (ПТИ) возникает при рассеянии кулоновского поля быстрой заряженной частицы на атомных электронах [1]. В наиболее интересной для различных приложений области энергий рентгеновских фотонов $1 \div 10$ кэВ

ПТИ приобретает особый, коллективный характер: атомные электроны рассеивают когерентно, и интенсивность ПТИ резко возрастает. Более того, в конденсированных средах, где расстояния между атомами порядка атомных размеров, свойства ПТИ оказы-