

## О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ОТРАЖЕНИЯ ШАРООБРАЗНЫМ ЭКРАНОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ВОКРУГ СВОЕЙ ОСИ\*

А. В. Дементьев

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9

Рассмотрена модельная система, представляющая собой шарообразный отражающий экран, по поверхности которого периодически пробегает диаграмма направленности (ДН) компактного источника, вращающегося вокруг своей оси. Свойства ДН таковы, что облучение экрана происходит импульсами, бесконечно узкими по времени. В рамках указанной модели рассчитаны параметры импульсов, отражённых в некоторых направлениях. Сделан вывод о том, что свойства отражённых импульсов — их профиль и моменты прихода к наблюдателю — существенным образом зависят от соотношения между скоростью света и скоростью пробегания ДН по поверхности компаньона. Полученные результаты могут быть применены к двойным системам, где одним из компонентов является нейтронная звезда, действующая как пульсар, в ДН которого периодически попадает второй компонент системы. Библиогр. 8 назв. Ил. 5. Табл. 1.

*Ключевые слова:* отражение излучения, двойные системы, пульсары.

**1. Введение.** Одним из способов получения информации о звёздах в двойных системах может служить наблюдение эффекта отражения, который состоит в переработке и переизлучении атмосферой одной из звёзд лучистой энергии, приходящей от второй звезды. Если в состав двойной системы входит нейтронная звезда, действующая как пульсар, в диаграмму направленности (ДН) которого периодически попадает компаньон, то в этом случае часть падающего потока лучистой энергии может переизлучаться атмосферой компаньона в виде импульсов с периодом, равным периоду вращения нейтронной звезды — пульсара — вокруг своей оси [1]. Наблюдение переизлучённых импульсов и теоретическая интерпретация результатов таких наблюдений расширяют возможности по изучению свойств источника, компаньона и двойной системы в целом [2].

В настоящей работе рассматривается зависимость свойств переизлучённых импульсов от геометрических параметров двойной системы в рамках простой модели, которая не касается деталей процесса переизлучения фотонов. Указанная модель состоит из шарообразного отражающего экрана, по поверхности которого периодически пробегает ДН компактного источника, вращающегося вокруг своей оси. Основным вывод, который даёт рассмотрение такой модели, состоит в том, что свойства отражённых импульсов — их профиль и моменты прихода к наблюдателю — существенным образом зависят от соотношения между скоростью света и скоростью пробегания ДН по поверхности компаньона. В частности, при определённом соотношении между этими скоростями достигается максимум амплитуды отражённых импульсов. Полученные результаты могут быть применены как к рентгеновским пульсарам, излучающим за счёт аккреции на них вещества компаньона, так и к пульсарам в двойных системах, излучающим за счёт своей кинетической энергии вращения.

---

\*Работа выполнена в рамках НИР СПбГУ 6.0.22.2010 и 6.38.669.2013.

**2. Постановка задачи.** Уточним параметры модели, описанной во введении.

**Экран.** Отражающий экран имеет форму шара с радиусом  $R$ . Относительно отражающих свойств поверхности шара предположим следующее: каждая элементарная площадка поверхности шара мгновенно переизлучает всё падающее на неё излучение таким образом, что её яркость оказывается одинаковой во всех направлениях (ламбертов источник). Собственного излучения шар не имеет. С шаром свяжем декартову систему координат  $(x, y, z)$ , поместив начало этой системы  $C$  в его центре (рис. 1). Также введём сферическую систему координат  $(r, \theta, \varphi)$  с центром в точке  $C$ :

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta. \quad (1)$$

**Источник.** Пусть размеры источника излучения по сравнению с другими характерными масштабами задачи таковы, что его можно считать точечным. Источник находится в направлении  $\theta = 0$  (т. е. на оси  $Cz$ ) на расстоянии  $r_s$  от центра шара так, что

$$r_s = kR, \quad \text{где } k \gg 1. \quad (2)$$

Местоположение источника будем обозначать через  $S$ .

Источник вращается вокруг оси  $AA'$ , проходящей через точку  $S$  и параллельной оси  $Cx$ , с постоянной угловой скоростью  $\omega = 2\pi/P$ , где  $P$  — период вращения. При этом вращение источника происходит против часовой стрелки, если смотреть на плоскость  $(yz)$  со стороны положительного направления оси  $Cx$  (рис. 1).

Относительно диаграммы направленности источника предположим следующее. Будем считать, что излучение источника сосредоточено в пределах плоского угла  $\alpha$  с вершиной в точке  $S$ , который при вращении источника остаётся перпендикулярным плоскости  $(yz)$ . При этом, если угол  $\alpha$  расположить в плоскости  $(xz)$ , то сечение шара этой плоскостью оказывается полностью лежащим внутри  $\alpha$  (рис. 1).

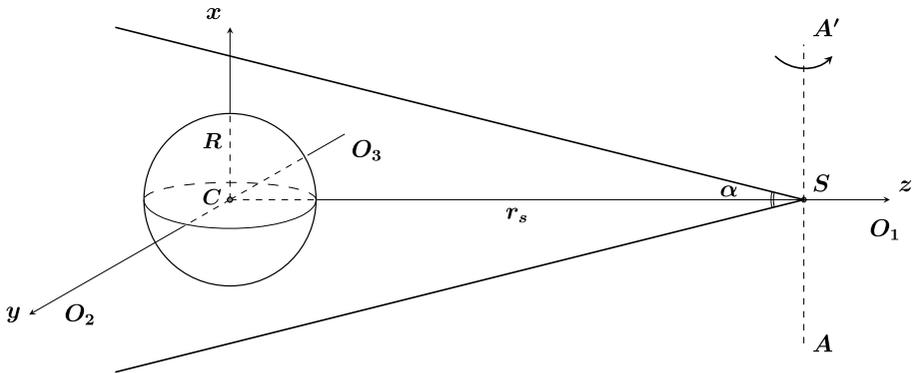


Рис. 1. Схема взаимного расположения экрана — шара с центром в точке  $C$  и радиусом  $R$ , точечного источника  $S$  и диаграммы направленности источника — плоского угла  $\alpha$ . Через  $r_s$  обозначено расстояние между источником и центром шара. Линия  $AA'$  — ось вращения источника; дуга со стрелкой показывает направление его вращения.

Также будем считать, что в пределах ДН источник излучает равномерно. Диллюцией излучения при его распространении от точки, отстоящей от источника на расстоянии  $r_s - R$ , до точки, отстоящей от источника на расстоянии  $r_s$ , пренебрегаем.

**Наблюдатель.** Отражённое шаром излучение наблюдается на расстоянии  $r_o$  от центра шара. При этом

$$r_o \gg r_s \gg R, \quad (3)$$

так что шар для наблюдателя является точечным источником. Нас будут интересовать точки наблюдения, лежащие в трёх возможных направлениях:  $CO_1$  ( $\theta = 0$ ),  $CO_2$  ( $\theta = \pi/2$ ;  $\varphi = \pi/2$ ),  $CO_3$  ( $\theta = \pi/2$ ;  $\varphi = 3\pi/2$ ) — все они расположены в плоскости ( $yz$ ). Переход от одной точки к другой можно интерпретировать как наблюдение двойной системы в разных фазах её орбитального движения из какой-нибудь одной точки. Далее для краткости указанные направления будем обозначать  $O_1$ ,  $O_2$  и  $O_3$  соответственно (рис. 1).

Поскольку ДН источника представляет собой плоский угол, ориентированный как указано выше, то на каждую элементарную площадку поверхности шара, попадающую в ДН, излучение приходит в виде бесконечно узких по времени импульсов, период которых вследствие вращения источника равен  $P$ . По причине того, что на разные площадки излучение падает неодновременно и расстояния от них до точки наблюдения неодинаковы, отражённое от шара излучение наблюдатель зарегистрирует в виде импульсов конечной длительности, повторяющихся также с периодом  $P$  [2].

Мы будем интересоваться только относительными изменениями потока излучения в точке наблюдения в течение периода, отвлекаясь от свойств самого излучения (спектральный состав, абсолютная величина потока и т. д.), а также от деталей механизма излучения источника, переработки излучения отражающей поверхностью и распространения излучения в пространстве. Таким образом, параметрами задачи являются  $r_s$ ,  $R$  и  $P$ , соотношение между которыми влияет на свойства отражённых импульсов, наблюдаемых в данном направлении.

**Замечание 1.** При описании излучения пульсара обычно представляют, что его ДН состоит из двух одинаковых лепестков, расположенных симметрично относительно оси вращения пульсара. Здесь мы могли бы также взять точечный источник с ДН, которая состоит из двух одинаковых плоских углов, симметричных относительно оси вращения источника. В рамках нашей модели это просто будет означать, что экран облучается с периодом  $P/2$ . Поэтому достаточно ограничиться рассмотрением источника с ДН, состоящей из одного лепестка.

**Замечание 2.** Рассмотрение ДН в виде плоского угла означает, что шар облучается импульсами, профиль которых по времени описывается  $\delta$ -функцией Дирака. Пусть при этом профиль отражённых импульсов задаётся функцией  $h(\tau)$ . Если ДН источника такова, что на каждую площадку поверхности шара падает не  $\delta$ -образный импульс, а импульс с некоторым профилем  $s(\tau)$ , имеющий конечную длительность, то в этом случае профиль отражённых импульсов  $\phi(\tau)$  находится свёрткой  $h(\tau)$  и  $s(\tau)$  [2]:

$$\phi(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau') s(\tau - \tau') d\tau'. \quad (4)$$

Использование (4) предполагает, что отдельные  $\delta$ -образные импульсы отражаются от поверхности экрана независимо друг от друга, т. е. процесс отражения линеен. По существу, целью настоящей работы является расчёт функции  $h(\tau)$  для некоторых случаев.

**3. Особенности формирования отражённых импульсов.** Рассмотрим сечение системы экран—источник плоскостью ( $yz$ ). Введём в этой плоскости декартову ( $\tilde{x}, \tilde{y}$ ) и полярную ( $\tilde{r}, \tilde{\varphi}$ ),

$$\tilde{x} = \tilde{r} \cos \tilde{\varphi}, \quad \tilde{y} = \tilde{r} \sin \tilde{\varphi}, \quad (5)$$

системы координат с центром в точке  $S$ . Ось  $S\tilde{x}$  направим противоположно оси  $Sy$ , а

ось  $\tilde{y}$  — противоположно оси  $Cz$  (рис. 2). Геометрическое место точек плоскости  $(\tilde{x}\tilde{y})$  или, что то же самое, плоскости  $(yz)$ , до которых в некоторый момент времени  $t$  дошло излучение, представляет собой архимедову спираль, определяемую уравнением

$$\tilde{r} = c(t - \tilde{\varphi}/\omega), \quad (6)$$

где  $c$  — скорость света [3]. Фактически спираль (6) представляет собой сечение волнового фронта плоскостью  $(\tilde{x}\tilde{y})$ .

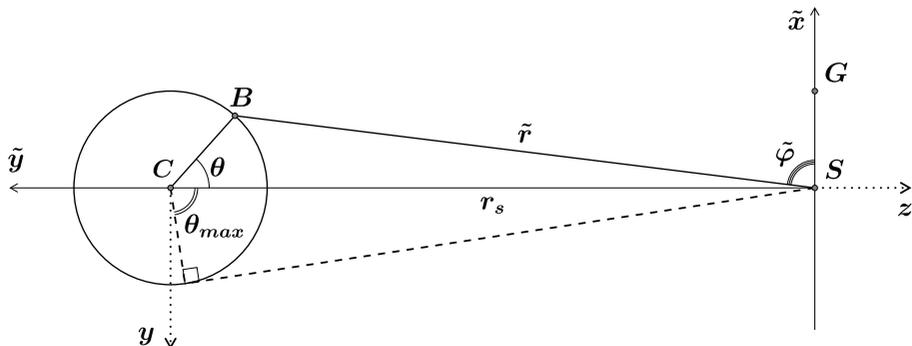


Рис. 2. Сечение системы экран—источник плоскостью  $(yz)$ . Здесь  $CB = SG = R$ .

Рассмотрим два характерных времени. Первое из них — время прохождения излучением расстояния, равного диаметру шара:

$$t_1 = 2R/c. \quad (7)$$

Второе — это полное время пробегания ДН по поверхности шара, т. е. время поворота источника на угол

$$2 \arcsin R/r_s = 2 \arcsin 1/k \simeq 2/k \quad (8)$$

(см. рис. 2), где учтено условие (2):

$$t_2 = \frac{2/k}{2\pi} P = \frac{P}{\pi k}. \quad (9)$$

Ниже будем измерять время в единицах периода  $P$ , а расстояние — в единицах радиуса шара  $R$ ; безразмерное время будем обозначать через  $\tau$ . Также введём параметр  $W = cP/R$ , который представляет собой безразмерную скорость распространения излучения.

Пусть  $t_2 \ll t_1$ , что означает  $W \ll 2\pi k$ . Тогда на расстоянии  $r_s$  от источника спираль является полностью раскрученной (рис. 3, а). В этом случае можно считать, что на экран падает плоский волновой фронт, который пробегает по экрану со скоростью света в направлении, противоположном направлению оси  $Cz$  (рис. 1).

В обратном случае, когда  $t_2 \gg t_1$ , имеем  $W \gg 2\pi k$ . При этом спираль на расстоянии  $r_s$  от источника ещё только начинает раскручиваться (рис. 3, б). Здесь картину облучения экрана можно представить следующим образом. Плоский фронт пробегает по экрану в направлении оси  $Cy$  (рис. 1), т. е. справа налево в соответствии с рис. 3, б. Скорость движения этого фронта  $v = \omega r_s$ ; в безразмерных единицах  $V = 2\pi k$ . При этом направление распространения самого излучения перпендикулярно направлению движения фронта.

В случае промежуточных значений  $t_2 \sim t_1$  и, соответственно,  $W \sim 2\pi k$ , пробегающий по экрану волновой фронт, очевидно, уже нельзя считать плоским, а его движение — прямолинейным.

Таким образом, можно выделить два крайних режима облучения шара в зависимости от соотношения между характерными временами  $t_2$  и  $t_1$  (можно говорить также и о соотношении между двумя скоростями:  $W$  — скоростью света и  $V$  — скоростью пробегания ДН источника по поверхности шара). Следует ожидать, что отражённые импульсы, которые доходят до наблюдателя, будут различаться по своим параметрам в зависимости от того, какой режим облучения экрана реализуется.

*Замечание.* Реализуемый режим облучения шарообразного экрана не зависит от его радиуса  $R$ . Фактически он определяется тем, как безразмерная величина

$$Q \equiv \frac{W}{V} = \frac{cP}{2\pi r_s} \quad (10)$$

соотносится с единицей. Однако параметры отражённых импульсов при одном и том же  $Q$  получаются различными в зависимости от значения  $R$ . Во-первых, чем больше радиус шара, тем больше отражающая поверхность, поэтому больше может оказаться и амплитуда импульса. Во-вторых, длительность импульса, равная по порядку величины  $t_1 + t_2$ , также зависит от  $R$  согласно (7) и (9).

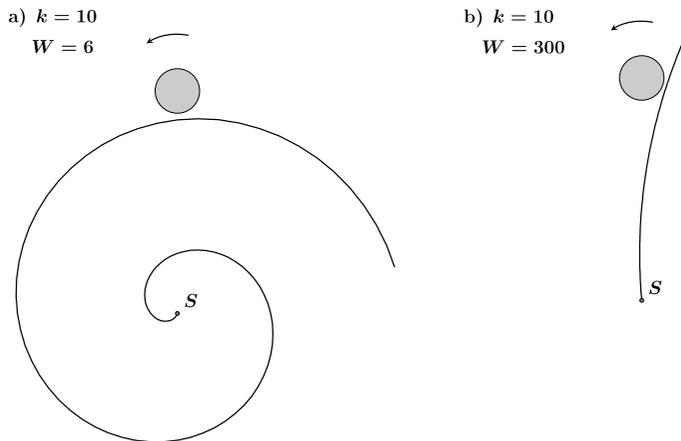


Рис. 3. Сечение волнового фронта плоскостью ( $yz$ ) при двух значениях параметра  $W$ . Серый круг сверху каждого рисунка — сечение экрана этой же плоскостью. Дуги со стрелками показывают направление вращения источника, расположенного в точке  $S$ .

**4. Методика расчёта параметров отражённых импульсов.** Будем считать, что отдельные отражённые импульсы не перекрываются. В этом случае достаточно рассчитать изменение потока отражённого излучения на промежутке времени, равном одному периоду. Рассмотрим малую площадку  $d\sigma$ , расположенную на отражающем шаре таким образом, что полярный угол сферической системы координат места её расположения равен  $\theta$ , а азимутальный —  $\varphi$ . Для площадок, на которые может попасть излучение источника, угол  $\theta$  меняется от 0 до

$$\theta_{\max} = \arccos(R/r_s) = \arccos(1/k) \quad (11)$$

(рис. 2), а угол  $\varphi$  — от 0 до  $2\pi$ . Вклад излучения, отражённого площадкой  $d\sigma$  за период, в общий поток, регистрируемый наблюдателем, можно представить в следующем виде:

$$h_o \delta(\tau - \tau_{so}) \cos \psi_s \cos \psi_o d\sigma. \quad (12)$$

Здесь  $h_o$  — поток излучения за период, который создаёт в точке наблюдения площадка, ориентированная перпендикулярно и к направлению на источник, и к лучу зрения;  $\tau_{so} = \tau_{so}(\theta, \varphi)$  — момент времени, в который излучение от данной площадки регистрируется наблюдателем. Угол  $\psi_s$  — это угол падения излучения на рассматриваемую площадку, а под углом  $\psi_o$  эту площадку видит наблюдатель.

С учётом того, что  $d\sigma = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ , полный поток  $h(\tau)$ , отражённый от полусферы, обращённой к наблюдателю, будет равен

$$h(\tau) = h_o R^2 \int_{\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} d\varphi \int_0^{\theta_{\max}} \delta(\tau - \tau_{so}) \cos \psi_s \cos \psi_o \sin \theta d\theta, \quad (13)$$

где  $\varphi_{\min}$  и  $\varphi_{\max}$  — пределы изменения азимутального угла на указанной полусфере. Эта запись означает следующее. Для того чтобы найти значение потока  $h$  в какой-либо момент времени  $\tau$ , нужно провести интегрирование подинтегрального выражения, взятого без  $\delta$ -функции, только по тем значениям  $\theta$  и  $\varphi$ , при которых получается  $\tau_{so}(\theta, \varphi) = \tau$ .

**Определение угла  $\psi_s$ .** Угол падения излучения на площадку — это угол между нормалью к площадке и направлением на источник (рис. 4). По теореме косинусов получаем

$$\cos \psi_s = \frac{r_s \cos \theta - R}{\rho} = \frac{r_s \cos \theta - R}{\sqrt{r_s^2 - 2r_s R \cos \theta + R^2}} = \frac{k \cos \theta - 1}{\sqrt{k^2 - 2k \cos \theta + 1}}, \quad (14)$$

где третье равенство следует из (2).

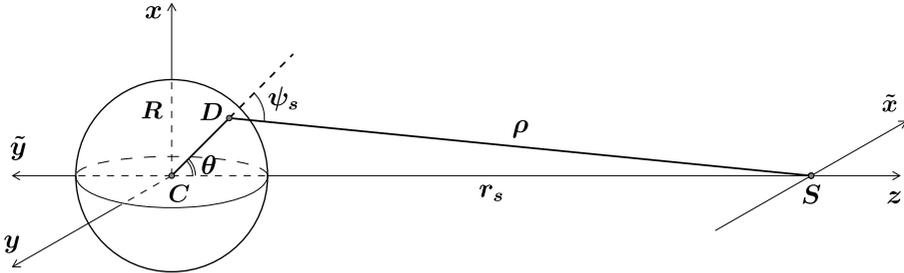


Рис. 4. Определение  $\psi_s$  — угла падения излучения на малую площадку поверхности экрана.

**Определение угла  $\psi_o$ .** Пусть наблюдатель расположен в направлении  $O_1$ . Этот наблюдатель видит рассматриваемую площадку под углом  $\psi_{o1}$ , косинус которого находится аналогично  $\cos \psi_s$ :

$$\cos \psi_{o1} = \frac{r_o \cos \theta - R}{\sqrt{r_o^2 - 2r_o R \cos \theta + R^2}} \approx \cos \theta \quad (\theta \in [0; \theta_{\max}], \varphi \in [0; 2\pi]). \quad (15)$$

Здесь приближённое равенство записано с учётом (3). В круглых скобках указаны пределы изменения углов  $\theta$  и  $\varphi$  тех площадок, отражающих излучение, которые для наблюдателя  $O_1$  находятся в прямой видимости.

Для наблюдателей в направлениях  $O_2$  и  $O_3$  аналогично имеем

$$\cos \psi_{o2} \approx \sin \theta \sin \varphi \quad (\theta \in [0; \theta_{\max}], \varphi \in [0; \pi]) \quad (16)$$

и

$$\cos \psi_{o3} \approx -\sin \theta \sin \varphi \quad (\theta \in [0; \theta_{\max}], \varphi \in [\pi; 2\pi]). \quad (17)$$

**Определение момента времени  $\tau_{so}$ .** Пусть  $t_s$  — задержка момента падения излучения на некоторую площадку  $d\sigma$  относительно момента падения на площадку, для которой  $\theta = 0$  (эта площадка является ближайшей к источнику). Отражённое площадкой  $d\sigma$  излучение дойдёт до наблюдателя также с некоторой с задержкой  $t_o$  относительно излучения, отражённого площадкой, ближайшей к источнику. И  $t_s$ , и  $t_o$  могут оказаться как больше, так и меньше 0. Искомый момент времени, выраженный в интересующих нас единицах периода,

$$\tau_{so} = \tau_s + \tau_o. \quad (18)$$

Сначала получим выражение для  $\tau_o$ . Поскольку мы предполагаем, что наблюдатель находится на бесконечно большом расстоянии от экрана, направления на наблюдателя со всех площадок  $d\sigma$  параллельны друг другу. Для наблюдателя в направлении  $O_1$

$$\tau_o \equiv \tau_{o1} = \frac{R}{cP} (1 - \cos \theta) = \frac{1}{W} (1 - \cos \theta). \quad (19)$$

Аналогично, для наблюдателей в направлениях  $O_2$  и  $O_3$  имеем

$$\tau_o \equiv \tau_{o2} = \tau_{o3} = -\frac{1}{W} |\sin \theta \sin \varphi|. \quad (20)$$

Для определения задержки  $\tau_s$  нам необходимо сравнить между собой моменты падения излучения на соответствующие площадки поверхности шара. Будем вести отсчёт времени с момента, когда проекцией ДН источника на плоскость  $(\tilde{x}\tilde{y})$  является луч  $S\tilde{x}$ . При этом момент падения излучения на площадку, которая расположена в окрестности некоторой точки  $D$  (рис. 4), равен

$$t_D = \frac{\rho}{c} + \frac{\tilde{\varphi}_D}{\omega}, \quad (21)$$

где угол  $\tilde{\varphi}_D$  отсчитывается от оси  $S\tilde{x}$  до проекции отрезка  $\rho$  на плоскость  $(\tilde{x}\tilde{y})$ . Пусть точка  $D$  имеет декартовы координаты  $(R \sin \theta \cos \varphi, R \sin \theta \sin \varphi, R \cos \theta)$ . В соответствии с (21), время распространения излучения от источника — точки  $S$  — до площадки  $d\sigma$  — точки  $D$  — равняется

$$\tau_D = \frac{\rho}{RW} + \frac{\tilde{\varphi}_D}{2\pi}. \quad (22)$$

Угол  $\tilde{\varphi}_D$  найдём из треугольника, лежащего в плоскости  $(yz)$ , вершинами которого служат: 1) точка расположения источника  $S$ ; 2) проекция точки  $D$  на плоскость  $(yz)$ ; её координаты равны  $(0, R \sin \theta \sin \varphi, R \cos \theta)$ ; 3) некоторая точка на положительной полуоси  $S\tilde{x}$ ; в качестве таковой возьмём точку  $G$ , декартовы координаты  $(x, y, z)$  которой равны  $(0, -R, r_s)$  (рис. 2). Искомый угол является углом при вершине  $S$ . По теореме косинусов имеем

$$\cos \tilde{\varphi}_D = \frac{-\sin \theta \sin \varphi}{\sqrt{k^2 - 2k \cos \theta + \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}. \quad (23)$$

Обозначим через  $\tau_p$  момент падения излучения на ближайшую к источнику элементарную площадку поверхности шара (для неё  $\theta = 0$ ). С учётом (22)–(23) этот момент равен

$$\tau_p = \frac{k-1}{W} + \frac{1}{4}. \quad (24)$$

Таким образом,

$$\tau_s = \tau_D - \tau_p = \frac{\sqrt{k^2 - 2k \cos \theta + 1} - k + 1}{W} + \frac{\tilde{\varphi}_D}{2\pi} - \frac{1}{4}, \quad (25)$$

где  $\tilde{\varphi}_D$  находится как арккосинус выражения (23).

**5. Результаты и их обсуждение.** На рис. 5 представлены нормированные на  $h_o R^2$  профили импульсов в направлениях  $O_1$  и  $O_3$  для двух значений параметра  $W$ , соответствующих различным режимам облучения шара (см. рис. 3). Момент  $\tau = 0$  на шкале времени соответствует приходу излучения, отражённого ближайшей к источнику площадкой поверхности шара (для неё  $\theta = 0$ ). Неожиданной особенностью профиля импульса, регистрируемого в направлении  $O_3$  при  $W = 300$ , является его немонотонное возрастание — на кривой имеется небольшой пичок (см. правый рисунок).

В таблице даны следующие параметры отражённых импульсов:  $[h/(h_o R^2)]_{\max}$  — максимальное значение нормированного профиля импульса (амплитуда импульса);  $\tau_b$  — момент прихода к наблюдателю переднего фронта импульса;  $\Delta\tau_{1/2}$  — ширина импульса, измеренная на уровне половины амплитуды. Значения указанных параметров приводятся для рассматриваемых направлений  $O_1$ ,  $O_2$  и  $O_3$ ; для всех случаев  $k = 10$ .

Профиль отражённого импульса определяется тем, какие площадки поверхности шара в данный момент времени видит наблюдатель. Полученные результаты показывают, что изменение режима освещения шара (изменение соотношения между  $W$  и  $V$ ) оказывает существенное влияние на профиль импульса. Представим, что  $W$  имеет значение  $\sim 1$ , а затем  $W$  начинает расти за счёт увеличения периода вращения источника  $P$  при неизменных радиусе шара  $R$ , расстоянии между источником и шаром  $r_s$  и полном потоке излучения источника. Амплитуда отражённого импульса при этом будет увеличиваться до некоторого максимального значения, превышающего начальное значение более, чем на порядок; длительность импульса при этом уменьшается. Данное увеличение амплитуды импульса происходит только за счёт перераспределения моментов прихода к наблюдателю излучения разных площадок.

В работах, рассматривающих переработку и переизлучение/отражение импульсного излучения, обычно принимается, что за счёт геометрического фактора переизлучённые импульсы имеют большую длительность по сравнению с падающими на величину порядка  $L/c$ , где  $L$  — линейный размер «отражателя»-экрана (см., например, [1] и [2]). Для нашей модели это время  $t_1$ , см. (7). Основной вывод настоящей работы состоит в том, что если облучение экрана импульсным излучением происходит вследствие вращения источника, то необходимо учитывать также увеличение длительности переизлучённых импульсов на величину, равную времени пробега ДН источника по поверхности экрана — время  $t_2$  в нашей модели, см. (9). Если  $Q \ll 1$  (режим «полностью раскрученной спирали», рис. 3, а), то расплывание отражённого импульса за счёт геометрического фактора полностью определяется только временем  $t_1$ . В обратном случае, когда  $Q \gg 1$  (режим «нераскрученной спирали», рис. 3, б), это расплывание определяется только временем  $t_2$ . Важным обстоятельством является

то, что в промежуточных случаях длительность отражённого импульса может оказываться существенно меньше, чем  $t_1 + t_2$ .

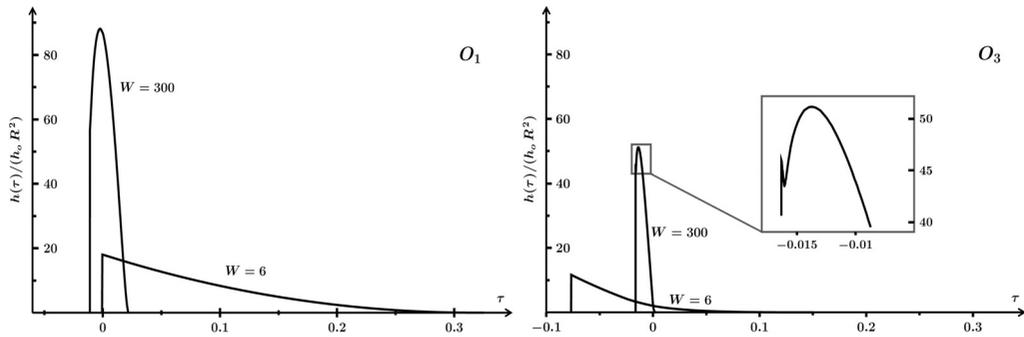


Рис. 5. Профили импульсов, отражённых в направлениях  $O_1$  и  $O_3$ , при  $k = 10$ .

W	Q	$[h/(h_0 R^2)]_{\max}$			$\tau_b$			$\Delta\tau_{1/2}$		
		$O_1$	$O_2$	$O_3$	$O_1$	$O_2$	$O_3$	$O_1$	$O_2$	$O_3$
3	0.05	9.2	6.5	6.1	-0.000	-0.118	-0.141	0.183	0.073	0.077
6	0.10	18.2	13.3	11.8	-0.000	-0.053	-0.077	0.093	0.036	0.040
15	0.24	44.6	34.7	26.6	-0.001	-0.015	-0.038	0.038	0.013	0.017
35	0.56	92.6	64.6	48.1	-0.003	-0.002	-0.024	0.018	0.008	0.009
85	1.35	133.5	58.8	64.4	-0.006	-0.000	-0.018	0.012	0.010	0.008
300	4.77	90.0	55.7	51.5	-0.011	-0.000	-0.016	0.023	0.011	0.011

Как указывалось во введении, объектами, к которым могут быть применены результаты, полученные в настоящей работе, являются рентгеновские пульсары, излучающие за счёт аккреции на них вещества компаньона, а также пульсары в двойных системах, излучающие за счёт своей кинетической энергии вращения. Обращение к соответствующим каталогам, например [4–7], показывает, что наблюдаемые величины  $P$  и  $r_s$  большинства таких систем дают  $Q \ll 1$ , т. е. режим облучения компаньона излучением пульсара соответствует полностью раскрученной спирали (рис. 3, а). Но существуют и объекты, для которых это не так. Примером является рентгеновский пульсар 2S 0114+650 [6]. Используя приведённые в [8] сведения, можно получить, что для этой системы  $Q \sim 12$ ,  $W \sim 116$ , а  $k \sim 1.5$ .

В заключение отметим, что в реальных системах процесс формирования отражённых импульсов зависит от многих физических факторов, которые, понятно, находятся за рамками нашей модели. Однако возможность влияния режима облучения пульсаром компаньона на профиль отражённых импульсов исключать нельзя.

## Литература

1. Basko M. M., Sunyaev R. A., Titarchuk L. G. Reflection and reprocessing of X-ray source radiation by the atmosphere of the normal star in a binary system // *Astron. Astrophys.* 1974. Vol. 31. P. 249–263.
2. Avni Y., Bahcall J. N. Short-time optical variability of X-ray sources // *Astrophys. J.* 1974. Vol. 191. P. 221–230.
3. Bolotovskii B. M., Ginzburg V. L. The Vavilov–Cherenkov Effect and the Doppler Effect in the Motion of Sources with Superluminal Velocity in Vacuum // *Sov. Phys. Uspekhi.* 1972. Vol. 15. Issue 2. P. 184–192.
4. ATNF pulsar catalogue: [www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat](http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat)
5. Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // *Astron. J.* 2005. Vol. 129. P. 1993–2006.

6. Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J. Catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy (4th edition) // *Astron. Astrophys.* 2006. Vol. 455. P. 1165–1168.

7. Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J. A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy, LMC, and SMC (Fourth edition) // *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 469. P. 807–810.

8. Reig P. et al. Astrophysical parameters of the massive X-ray binary 2S 0114+650 // *Astron. Astrophys.* 1996. Vol. 311. P. 879–888.

Статья поступила в редакцию 27 марта 2014 г.

Сведения об авторах

*Дементьев Андрей Викторович* — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник; a.dementiev@spbu.ru, adem13@mail.ru

## ON SOME FEATURES OF REFLECTION OF RADIATION OF THE SOURCE ROTATING ABOUT ITS AXIS BY THE SPHERICAL SCREEN

*Andrey V. Dementyev*

St.Petersburg State University, Universitetskaya nab., 7-9, St.Petersburg, 199034, Russian Federation; a.dementiev@spbu.ru, adem13@mail.ru

The paper deals with the model system representing the spherical reflective screen, over the surface of which periodically runs the beam pattern (BP) of a compact source rotating about its axis. Taken BP is as follows: irradiation of the screen occurs by pulses infinitely narrow in time. Parameters of the pulses which are being reflected in some directions are calculated within the considered model. It is concluded that properties of the reflected pulses — their profile and observed time of arrival — substantially depend on the correlation between the speed of light and the speed of the BP passing over the companion surface. The received results can be applied to the binary systems where one of the components is the neutron star acting as a pulsar, to the BP of which the second component of the system periodically gets. Refs 8. Figs 5. Tables 1.

*Keywords:* reflection of radiation, binary systems, pulsars.