

АСТРОФИЗИКА**О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО
ОБНАРУЖЕНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ГРАВИТАЦИОННОГО ОТКЛОНЕНИЯ СВЕТА***Ю.В. Барышев^{1,2}, А.Г. Губанов¹, А.А. Райков²*¹*Астрономический институт Санкт-Петербургского Государственного университета,
Санкт-Петербург, Россия*²*Научно-образовательное объединение «Земля и Вселенная», Санкт-Петербург, Россия*

Ю.В. Барышев, А.Г. Губанов, А.А. Райков

Показано, что приближение геометрической оптики в случае гравитационного отклонения света астрономическими телами должно нарушаться для длин волн $\lambda \gtrsim 8\pi r_g$ (где r_g — гравитационный радиус отклоняющего свет тела). Таким образом, фотоны соответствующих длин волн не будут двигаться по частотно-независимым нулевым геодезическим пространства-времени. С помощью современной РСДБ-техники эффект частотной зависимости может наблюдаться для радиоволн, испытывающих гравитационное отклонение в поле тяготения планет Солнечной системы. Расчеты обстоятельств близких прохождений Марса, Венеры, Юпитера и Сатурна около дискретных радиоисточников свидетельствуют о реальности проведения соответствующих наблюдений в ближайшие годы, например, в рамках проекта "Радиоастрон".

1. Согласно общей теории, относительности фотоны движутся по нулевым геодезическим пространства-времени. В приближении слабого гравитационного поля и в случае статических сферически-симметричных тел, каковыми являются многие астрономические объекты, гравитационное отклонение света не зависит от частоты фотона и дается выражением

$$\vartheta_g = \frac{2r_g}{b} = \frac{4\pi GM}{c^2 b} \approx 1.75'' \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{b}{R_\odot} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где M — масса отклоняющего свет тела, r_g — его гравитационный радиус, b — прицельный параметр пролета фотонов, M_\odot и R_\odot — масса и радиус Солнца. Этот релятивистский гравитационный эффект впервые был экспериментально измерен во время полного солнечного затмения 29 мая 1919 года Дайсоном, Эддингтоном и Дэвидсоном (1920). Современная точность проверки соотношения (1) достигает долей процента и подтверждена измерениями как в оптическом, так и в радиодиапазоне (см., напр., обзор Уилл, 1987).

Однако, формула (1) справедлива только в приближении геометрической оптики и, вообще говоря, должна нарушаться в случаях, когда существенны дифракционные эффекты. Согласно классической монографии Мизнера, Торна и Уиллера (1973), условие применимости геометрической оптики в данном случае имеет вид

$$\lambda \ll 2\pi L, \quad (2)$$

$$\lambda \ll 2\pi R, \quad (3)$$

где λ — длина волны фотона, L — радиус кривизны волнового фронта, R — радиус кривизны пространства-времени, в котором распространяются фотоны. Оценкой характерной величины радиуса кривизны является соотношение

$$R \approx R_0 \left(\frac{R_0}{r_g} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где R_0 — радиус отклоняющего свет тела, r_g — его гравитационный радиус. Так в случае отклонения плоской ($\lambda \ll L$) волны вблизи поверхности Солнца условие нарушения применимости геометрической оптики будет иметь вид

$$\lambda \gtrsim 2\pi R \approx 10^{14} \text{ см.} \quad (5)$$

Таким образом, в данном случае во всем доступном эксперименту диапазоне длин волн приближение геометрической оптики выполняется с большим запасом, и никакой частотной зависимости отклонения света не может наблюдаться.

2. В работах Оганяна (1974), Блюха и Минакова (1975), Дегучи и Ватсона (1986) было показано, что коэффициент усиления g на осевой каустике точечной гравитационной линзы ограничен дифракционными эффектами и дается выражением

$$g \approx \frac{4\pi^2 r_g}{\lambda}. \quad (6)$$

Таким образом, в случае гравитационной фокусировки света приближение геометрической оптики нарушается для длин волн

$$\lambda > 4\pi^2 r_g. \quad (7)$$

Для Солнца условие (7) дает $\lambda \gtrsim 10^6$ см, что на восемь порядков сильнее условия (5), и частотная зависимость гравитационного усиления становится, в принципе, наблюдаемой.

3. В работе Барышева и Райкова (1995) было выведено аналогичное дифракционному условию применимости соотношения (1) с использованием квантовомеханического принципа неопределенности. Действительно, рассматривая фотон как ультрарелятивистскую частицу с импульсом $p = h\nu/c$, пролетающую на прицельном расстоянии b мимо тела с массой M и изменяющую вследствие гравитационного отклонения на угол $\vartheta = 2r_g/b$ свой импульс на величину $\delta p \approx p\vartheta$ за время пролета $\delta t \approx b/c$, из принципа неопределенности в форме Ландау-Пайерлса

$$\delta p \delta t \geq \hbar/2c \quad (8)$$

непосредственно получаем ограничение на длину волны фотона в виде

$$\lambda \leq 8\pi r_g. \quad (9)$$

Таким образом, фотоны с длиной волны λ , большей критической,

$$\lambda \gtrsim \lambda_{cr} = 8\pi r_g \quad (10)$$

не будут следовать классическому закону отклонения света (1), а будут рассеиваться в угле $\vartheta_s \sim \lambda/b$. Последнее означает, что такие фотоны не подчиняются классическому принципу эквивалентности, так как движутся по траекториям, отличным от нулевых геодезических. Следовательно, в данном контексте классический принцип

эквивалентности находится в противоречии с квантовым принципом неопределенности. Отметим, что так же, как и условие (7), условие (10), в отличие от условия (5), уже может быть проверено экспериментально.

4. Для планет Солнечной системы и их массивных спутников гравитационные радиусы лежат в интервале от долей сантиметров до нескольких метров, а ожидаемые углы гравитационного отклонения — от 0.1 до 10 миллисекунд дуги (см. Таблицу 1).

Таблица 1.

Планета	M_{pl}	D_{pl}	λ_{cr} (см)	ϑ_g (<i>marsec</i>)
Земля	1	1	22	0.57
Луна	0.012	0.27	0.27	0.026
Венера	0.82	0.95	18	0.49
Марс	0.11	0.53	2.4	0.12
Юпитер	318	11	7100	16.3
Сатурн	95	9.4	2100	5.8

Как видно из таблицы, значения критических частот для планет приходятся на радиодиапазон, а ожидаемые углы гравитационного отклонения, в принципе, доступны с помощью современных РСДБ наблюдений или в ближайшем будущем. Однако, для измерения столь малых отклонений с помощью радиоинтерферометра нужны весьма большие базы, в данном случае, превышающие диаметр Земли. Действительно, поскольку угловое разрешение интерферометра $\delta\vartheta \approx \lambda/d$ (где d — соответствующая база интерферометра) должно быть меньше измеряемого отклонения $\vartheta_g = 2r_g/b$, то это накладывает следующее ограничение на величину базы d

$$\frac{\lambda}{d} < \frac{2r_g}{b} \rightarrow \frac{\lambda}{\lambda_{cr}} \frac{8\pi r_g}{d} < \frac{2r_g}{b} \rightarrow d > \frac{4\pi b\lambda}{\lambda_{cr}} = 2\pi D_{pl} \left(\frac{2b}{D_{pl}} \right) \left(\frac{\lambda}{\lambda_{cr}} \right), \quad (11)$$

где D_{pl} — диаметр отклоняющей свет планеты.

Таким образом даже для Марса измерения на закритических частотах должны выполняться с космическими интерферометрами, например, в рамках проекта "Радиоастрон".

Если считать, что для длин волн $\lambda \gtrsim \lambda_{cr}$ гравитационное отклонение света будет сопровождаться эффектами, аналогичными обычной дифракции, то это должно приводить к рассеянию фотонов в угле $\vartheta_s \sim \lambda/b = \vartheta_g(\lambda/2r_g)$, например, при отклонении планетой света от удаленного компактного источника. То есть, при наблюдениях такого источника при помощи радиоинтерферометра с достаточно большой базой в момент, соответствующий гравитационному отклонению, значение коррелированного потока будет меньше, чем для его аналогичных измерений вне гравитационного отклонения. При этом для коротких волн с $\lambda < \lambda_{cr}$ такого эффекта не будет наблюдаться. Подчеркнем, однако, что приведенные выше оценки ограничены длинами волн $\lambda \gtrsim \lambda_{cr} \sim r_g$. В случае $\lambda \gg \lambda_{cr}$ характер гравитационного отклонения света остается пока неизвестным (возможно проявление дополнительных квантовых эффектов).

5. С использованием базы данных Радиоастрономических каталогов Астрономического института СПбГУ были выполнены расчеты обстоятельств близких прохождений радиоисточников около Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна вплоть до 2000 года и определены условия их наблюдений. Детали расчетов и параметры близких прохождений планет вблизи всех выявленных радиоисточников будут приведены в другой статье. Здесь укажем, что около плоскости эклиптики выбирались радиоисточники из высокочувствительных радиокаталогов с плотностями потоков

больше, чем 30 мJy на волне 6 см, для которых угловое расстояние от центра планеты в момент максимального сближения не превосходило 10 видимых полярных радиусов этой планеты.

Как оказалось, таких событий должно произойти довольно много (особенно, для Венеры и Марса, наиболее подходящих для изучения частотной зависимости гравитационного отклонения планет): 175 для Венеры, 54 для Марса, 36 для Юпитера и 10 для Сатурна. Однако, большое число событий для Венеры и Марса обусловлено в первую очередь их сравнительно быстрым видимым движением по небу, поэтому при наблюдениях требуется более высокая чувствительность, так как скорость относительного движения планеты и радиоисточника ограничивает время накопления сигнала. Кроме того, измерения столь малых отклонений возможны только для достаточно компактных источников или их компактных компонент. Предварительный анализ структуры и спектров выявленных радиоисточников показывает, что это, в подавляющем большинстве, — относительно протяженные источники. Все же есть все основания полагать, что среди них есть несколько с компактными деталями.

Возможности экспериментального обнаружения гравитационного отклонения света при наблюдениях планет уже были продемонстрированы в работе Тройхафта и Лоу (1991) при близком прохождении Юпитера мимо радиоисточника. Однако, для планет-гигантов критическая длина волны весьма велика, что делает невозможным наблюдение соответствующих эффектов.

Конечно, не обязательно ожидать подходящего случая встречи яркого компактного радиоисточника и планеты. Соответствующие наблюдения космических аппаратов, запускаемых к планетам, могут дать аналогичную и даже более богатую информацию. В этом случае возможны также исследования изменений частотно-временных характеристик в гравитационном поле планет для искусственных сигналов, испускаемых космическими аппаратами, которые не требуют наблюдений с большими базами.

6. Приведем конкретные примеры близких прохождений планет мимо радиоисточников.

11 апреля 1996 года около момента времени $UT1 = 21^h 31^m 30^s$ произойдет покрытие Венерой радиоисточника $\alpha = 4^h 20^m 49.29^s \pm 0.02^s$, $\delta = 25^\circ 26' 27.3'' \pm 0.3''$ (координаты на эпоху J2000) с плотностью потока 1035 мJy на 1400 МГц. Радиоисточник, размеры которого по данным обзора NRAO VLA Sky Survey составляют $(10.8'' \pm 2.0'') \times < 13.5''$ с позиционным углом 106° , пройдет на минимальном расстоянии от центра Венеры $3.6''$. Венера будет иметь видимый полярный радиус $13.3''$ и находиться в восточной элонгации 46° . При этом Венера хорошо видна в Северной Америке (для VLA высота Венеры над горизонтом в момент покрытия составит 78°), на Гавайях (высота в Мауна-Кеа $h = 37^\circ$) и невысоко над горизонтом в Европе (высота в Бонне составит только 11°).

1 октября 1996 года около момента времени $UT1 = 19^h 07^m$ произойдет частичное покрытие Марсом радиоисточника $\alpha = 9^h 05^m 27.70^s \pm 0.02^s$, $\delta = 17^\circ 55' 41.7'' \pm 0.3''$ (J2000) с плотностью потока 64 мJy на 1400 МГц. Радиоисточник, размеры которого по данным обзора NVSS составляют $14.5'' \times < 13.4''$ с позиционным углом 33° , пройдет на минимальном расстоянии от центра Марса $4.3''$. Марс будет иметь видимый полярный радиус $2.4''$ и находиться в западной элонгации 55° . Он будет хорошо виден в Северной Америке (для VLA высота Марса над горизонтом $h = 40^\circ$), еще лучше на Гавайях ($h = 84^\circ$ в Мауна-Кеа), в Уссурийске ($h = 29^\circ$) и над горизонтом в Австралии ($h = 19^\circ$ в Тидбинбилле). На частоте 4850 МГц плотность потока этого источника равна 62 мJy, т.е. его спектр, возможно, плоский, что может свидетельствовать о наличии компактной компоненты.

Юпитер 16 марта 1997 года около $UT1 = 9^h 31^m$ пройдет близко от радиоисточника $\alpha = 20^h 58^m 43.03^s$, $\delta = -17^\circ 36' 50.1''$ (J2000) с плотностью потока 1011 мЮ на 365 МГц. Минимальное расстояние источника от центра Юпитера составит $19.4''$, при этом Юпитер будет иметь видимый полярный радиус $15.9''$ и находиться в западной элонгации 44° . Это событие хорошо наблюдать в Южной Африке ($h = 61^\circ$ в Хартебестеке) и хуже в Европе (высота в Бонне составит 21°).

7 ноября 1997 года с $13^h 36^m$ по $16^h 10^m$ около $UT1 = 14^h 53^m$ произойдет покрытие Юпитером радиоисточника $\alpha = 21^h 05^m 27.77^s$, $\delta = -17^\circ 37' 25.7''$ (J2000) с плотностью потока 694 мЮ на 365 МГц. Радиоисточник пройдет на минимальном расстоянии от центра Юпитера всего в $1.2''$, который будет иметь видимый полярный радиус $18.5''$ и находиться в восточной элонгации 88° . Юпитер будет хорошо виден в Южной Африке ($h = 71^\circ$), его можно наблюдать в Евпатории ($h = 26^\circ$) и низко над горизонтом в Европе (так высота в Бонне будет меняться от 4° в начале покрытия до 19° в конце).

Заключение. Пределы применимости геометрической оптики (5) для случая гравитационного отклонения света оказываются сильно завышенными. Из условия гравитационной фокусировки света (6) или выполнимости квантового принципа неопределенности (8) следуют эквивалентные ограничения (7) и (10) на наблюдаемость классического гравитационного отклонения света (1). Для планет Солнечной системы и их массивных спутников частотную зависимость гравитационного отклонения света можно наблюдать с помощью современной РСДБ техники.

Установление характера гравитационного отклонения света с длиной волны, большей гравитационного радиуса отклоняющего свет тела, имеет принципиальное значение для теории гравитации, поскольку затрагивает вопросы взаимосвязи классического принципа эквивалентности и квантового принципа неопределенности. Предлагаемый эксперимент может дать количественные оценки на пределы применимости этих принципов.

А. Губанов благодарит РФФИ за финансовую поддержку при создании базы данных радиоастрономических каталогов АИ СПбГУ (грант N 94-07-20441).

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышев, Райков (Baryshev Yu.V., Raikov A.A.) // in "Problems on High Energy Physics and Field Theory" 1995. Protvino. P. 166.
2. Блюх, Минаков (Blioch P.V., Minakov A.A.) // Ap. Sp. Sci. 1975. V. 34. L7.
3. Дайсон и др. (Dyson F.W., Eddington A.S., Davidson C.) // Phil. Trans. Roy. Soc. (London). 1920. V. 220A. P. 291.
4. Дегучи, Ватсон (Deguchi S., Watson W.D.) // Astrophys. J. 1986. V. 307. P. 30.
5. Мизнер и др. (Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A.) // Gravitation. 1973. W.H. Freeman and C. San Francisco.
6. Оганян (Ohanian H.C.) // Int. J. Theoret. Phys. 1974. V. 9. P. 425.
7. Тройхафт, Лоу (Treuhaft R.N., Lowe S.T.) // Astron. J. 1991. V. 102. P. 1879.
8. Уилл (Will C.M.) // in "Three hundred years of gravitation". 1987. ed. by S.W. Hawking and W. Israel. P. 80.