

П И СЬ М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 62, ВЫПУСК 10
25 НОЯБРЯ, 1995

Журнал поддерживается в 1995 году Российским фондом фундаментальных исследований по проекту № 95-02-91030.

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.10, стр.745 - 751

© 1995г. 25 ноября

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА КОСМИЧЕСКОЙ СТРУНЕ

Д.Л.Осипов¹⁾

Московский физико-технический институт,
141700 г. Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 сентября 1995 г.

Получена кривая изменения светимости звезды при проходе между звездой и наблюдателем космической струны. В отличие от микролинзирования точечным объектом, кривая изменения светимости звезды космической струной зависит от длины волны. Предложенный механизм увеличения светимости звезды может быть причиной некоторых наблюдаемых в последнее время событий микролинзирования.

1. Введение. Увеличение светимости небесных тел при гравитационном линзировании компактными объектами впервые было рассчитано Эйнштейном [1] и Тиховым [2]. Однако интерес к гравитационному линзированию возродился лишь после работ Либса [3] и Рефсдала [4]. Позже гравитационное линзирование различными космическими массивными образованиями привлекло значительное внимание [5-11] (см. обзор [10] и монографию [11]). По большей части обсуждались две возможности: 1) линзирование отдельными звездами (точечными массивными объектами); 2) изменение светимости небесных тел компактными объектами с распределенной массой типа галактик. Чанг и Рефсдал [6], а также Гот [7] рассмотрели возможность объяснения флуктуаций светимости изображений квазара 0957+561 минилинзированием звездами, близкими к лучу зрения. Гот [7] также подчеркнул, что именно микролинзирование точечными объектами дает нам уникальную возможность детектирования объектов малой массы в галактических гало. Однако эта возможность привлекла внимание астрономов только после статьи Пачинского

¹⁾e-mail: dimitri@ptlmsvrg.mipt.ru

[9]. Он опубликовал графики теоретических кривых увеличения светимости звезд линзированием компактными телами, рассчитанных в приближении геометрической оптики. В начале 90-х годов несколько экспериментальных групп [12-15] приступили к поиску так называемых "событий микролинзирования". В настоящее время опубликованы результаты анализа 16 событий этого типа, обнаруженные тремя экспериментальными группами: MACHO [12,16], EROS [13], OGLE [14].

Однако нам не знакомы статьи, в которых бы достаточно подробно рассматривалась другая возможность изменения наблюдаемой светимости небесных тел – удвоение изображений космической струной. Космологи, которые ввели понятие космической струны, только упоминали эту возможность [17-19]. Струна является одним из видов темной материи, однако мы можем наблюдать ее проявления с помощью ряда эффектов [20-23].

Здесь необходимо отметить, что в большинстве статей, посвященных гравитационному линзированию, использовалось приближение геометрической оптики (волновой подход см. в [8,10]). Для компактных линзирующих объектов этот подход во многих случаях достаточен. При рассмотрении гравитационного линзирования космической струной необходимо использовать волновую оптику, особенно при возникновении второй геодезической.

2. Космическая струна. Космическая струна является одномерной областью с ненулевыми значениями компонент тензора энергии-импульса. Она характеризуется двумя локальными параметрами: линейной плотностью массы μ и радиусом поперечного сечения ρ_s [21]. Космические струны возникают как топологические дефекты в процессе эволюции ранней Вселенной и поэтому являются устойчивыми образованиями [17-19]. Радиус поперечного сечения ρ_s зависит от линейной плотности массы μ и может быть на несколько порядков больше планковской длины $l_{Pl} = (\hbar G/c^3)^{1/2} \sim 10^{-33}$ см [21]. Таким образом, в настоящей статье мы можем пренебречь ее толщиной. Струны могут быть либо замкнуты, либо бесконечной длины. Последняя возможность маловероятна в современной Вселенной. Обозначим радиус замкнутой струны через R .

При описании пространства в окрестности струны удобно использовать безразмерную линейную плотность массы $\mu^* = (\mu G/c^2)$. Для описания пространства вокруг струны на расстояниях, много меньших R , введем цилиндрические координаты так, чтобы ось z совпадала со струной. Метрика пространства вне струны является метрикой плоского пространства, однако азимутальная угловая координата φ принимает значения в интервале $2\pi(1 - 4\mu^*)$. Такое пространство называется конусным с угловым дефектом $\delta = 8\pi\mu^*$. Вблизи струны гравитационное притяжение отсутствует. Однако глобальная структура конусного пространства отличается от структуры плоского пространства. Это является причиной ряда нелокальных эффектов, с помощью которых струну можно обнаружить [21].

3. Монохроматическая кривая изменения светимости. Нетрудно видеть, что, согласно геометрической оптике, когда струна находится вблизи луча зрения, соединяющего наблюдателя со звездой, наблюдатель может видеть два изображения этой звезды (рис.1). Угол δ_O между двумя геодезическими в точке O равен

$$\delta_O = \delta \left(\frac{D_{LS}}{D_{LS} + D_{Os}} \right) \sin \varphi, \quad (1)$$

где φ есть угол между струной и лучом зрения. Однако в настоящем письме мы ограничимся рассмотрением случая, когда угловое расстояние между двумя изображениями настолько мало, что наблюдатель не может разрешить два изображения. В этом случае он по-прежнему видит одну звезду, но переменной светимости.

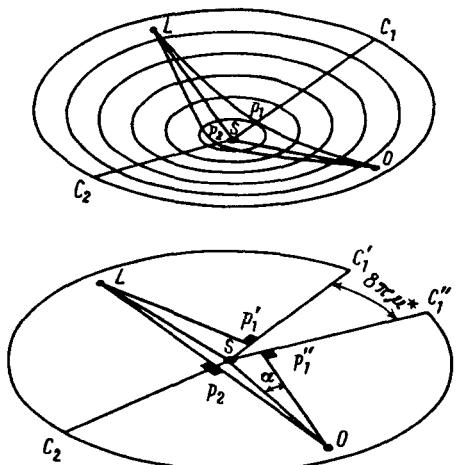


Рис.1. Погружение двумерной проекции пространства вокруг струны - поверхности, перпендикулярной струне - в трехмерное плоское пространство вместе с плоской разверткой этой проекции. Разрез для развертки сделан вдоль прямой линии SC перпендикулярной прямой (геодезической) линии Lp_1O . Когда струна (S) находится поблизости от луча зрения, звезду (L) и наблюдателя (O) соединяют 2 минимальных геодезических: Lp_1O и Lp_2O . Эти геодезические дают нам 2 изображения линзирующей звезды сформированные электромагнитными волнами и отстоящие друг от друга на угловое расстояние δ_O

Так как пространство вокруг струны локально плоское, мы можем использовать хорошо известные принципы волновой оптики [24]. Чтобы рассчитать амплитуду электромагнитной волны в точке наблюдателя в рамках задачи о дифракции Френеля, нам необходимо знать распределение амплитуды и фазы на какой-либо поверхности. В наших вычислениях эта поверхность состоит из двух полуплоскостей с краями на струне.

Приняв светимость звезды, когда струна далека от луча зрения, за единицу измерения, получим следующее выражение для кривой изменения наблюдаемой светимости звезды в точке O (при $\alpha > 0$)

$$I(\alpha) = \left| \frac{1}{2} \left(\exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \text{sign}(\delta_O - \alpha) \int_0^{t_1} \exp\left(-\frac{i\pi t}{2}\right) \frac{dt}{\sqrt{t}} \right) \exp\left(\frac{i\pi t_1}{2}\right) \right|^2 + \frac{1}{2} \left(\exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^{t_2} \exp\left(-\frac{i\pi t}{2}\right) \frac{dt}{\sqrt{t}} \right) \exp\left(\frac{i\pi t_2}{2}\right), \quad (2)$$

где $t_1 = 2(\delta_O - \alpha)^2 \Lambda$ и $t_2 = 2\alpha^2 \Lambda$. Здесь мы ввели понятие "волнового расстояния"

$$\Lambda = \frac{D_{OS}}{D_{LS}} \left(\frac{D_{OS} + D_{LS}}{\lambda} \right), \quad (3)$$

λ – длина волны наблюдаемого излучения звезды. Выражение (2) справедливо при $\alpha \ll 1$. Однако, с увеличением α (при $\alpha > \delta_O$) значение $I(\alpha)$ пренебрежимо мало отличается от единицы уже при $\alpha \ll 1$. Умножив Λ на δ_O^2 , мы получим единственный параметр, который определяет форму кривой изменения светимости:

$$N = \frac{1}{2} \delta_O^2 \frac{D_{OS} D_{LS}}{D_{OS} + D_{LS}} \frac{1}{\lambda} \sin^2 \varphi. \quad (4)$$

Назовем его "числом избытка зоны".

Мы сделали выражение (2) справедливым при всех $\alpha > 0$, введя $\text{sign}(\delta_O - \alpha)$ для изменения знака перед одним из интегралов Френеля при $\alpha > \delta_O$, когда струна "слишком далека" от луча зрения, чтобы наблюдать и звезду соединяли две минимальные геодезические. При отрицательных значениях α достаточно в формуле (2) заменить α на $\delta_O - \alpha$.

Строго говоря, выражение (2) не является точным, так как расстояния D_{OS}^i от наблюдателя до струны по геодезическим (а также D_{LS}^i – расстояния от звезды до струны по геодезическим) разные для t_1 и t_2 и связаны простым уравнением $D_{OS}^1 \cos \alpha = D_{OS}^2 \cos (\delta_O - \alpha)$. Однако для малого углового дефекта δ (он вряд ли может превысить величину в несколько угловых секунд [21]) разность между точным выражением и выражением (2) пренебрежимо мала.

Полученная формула (2) кривой изменения светимости справедлива при больших радиусах R струны, когда можно считать ее линейной на масштабе в несколько сот зон Френеля.

$$R \gg \sqrt{\frac{D_{LS} \cdot D_{OS}}{(D_{LS} + D_{OS})}} \lambda \frac{1}{\sin^2 \varphi}. \quad (5)$$

При выводе выражения (2) мы предполагали, что расстояния D_{OS} и D_{LS} малы по сравнению с радиусом струны R . Однако результат справедлив и при $D \gg R$, так как гравитационный потенциал замкнутой струны слишком мал на расстояниях порядка R , чтобы повлиять на результат.

4. Экспериментальная кривая изменения светимости. В реальной ситуации и наблюдатель, и струна, и звезда двигаются каждый по своей орбите. В рамках подхода, принятого в настоящем письме, достаточно рассмотреть движение наблюдателя по отношению к линии, проходящей через звезду и точку на струне, ближайшую к минимальной геодезической, соединяющей звезду и наблюдателя. Ясно, что в большинстве случаев угол α можно рассматривать как временной аргумент.

Оптические измерения в астрономии осуществляются в нескольких спектральных интервалах. Например, основные измерения в эксперименте, проводимом группой OGLE, сделаны в стандартной фотометрической полосе I [14]. Для получения измеряемой кривой изменения светимости из монохроматической необходимо проинтегрировать последнюю по спектральному интервалу. В качестве иллюстрации приведем некоторые кривые, полученные интегрированием по спектральному интервалу с относительной шириной спектрометрической полосы I (рис.2а). Эти кривые более регулярны, чем монохроматические. Дополнительное сглаживание возникает из-за конечного углового размера источника света. На рис.2в представлены кривые изменения светимости для источника света с угловым размером Δ . На рис. 3 приведен пример кривых изменения светимости для одного события, наблюдаемого в 4 стандартных спектрометрических полосах (см. следующий пункт).

Из приведенных примеров ясно, что основное отличие событий, вызванных прохождением струны, от событий линзирования компактным телом состоит в зависимости формы кривой изменения светимости от длины волны. Наличие побочных максимумов при небольших числах избытка зоны также может быть важно для идентификации именно струнного характера события микролинзирования. Единственным несомненным проявлением линзирования компактным объектом может быть максимальный коэффициент увеличения светимости боль-

ше 6, так как максимально возможное увеличение светимости при линзировании струной составляет величину чуть большую 5. Необходимо отметить, что кривые изменения светимости при линзировании компактным объектом могут быть весьма разнообразны и могут демонстрировать зависимость от длины волны, когда линзирующим объектом является двойная звезда [25].

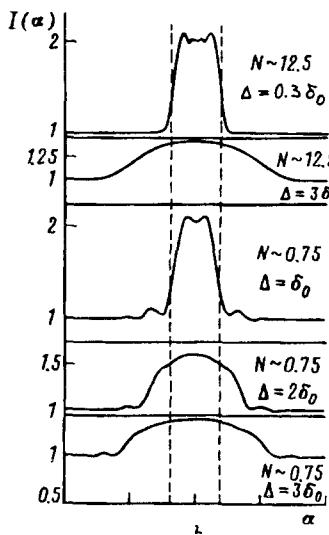
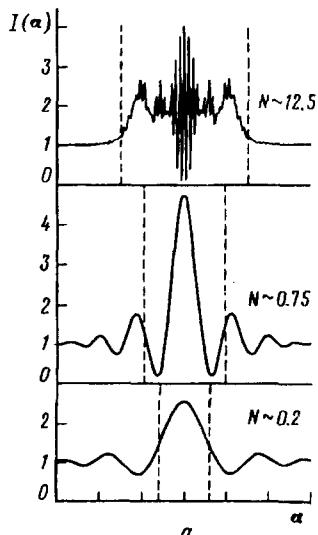


Рис.2. Кривые изменения светимости усредненные (а) по спектральному интервалу шириной в 30%; (в) по спектральному интервалу шириной в 30% и по конечному угловому размеру звездного диска. Δ - угловой диаметр звезды в единицах δ_0 . Интервал углов с 2 геодезическими отмечен пунктирными линиями

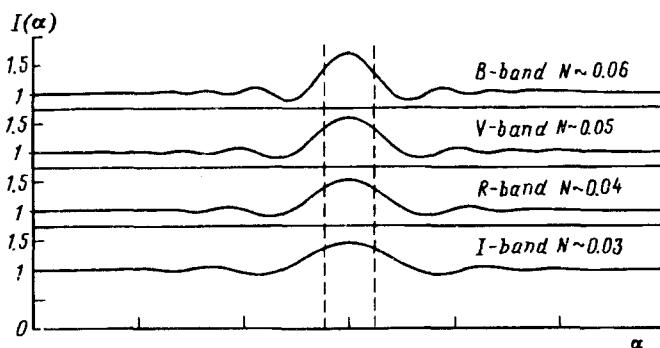


Рис.3. Синхронные кривые изменения светимости для одного события линзирования звезды струной в 4 стандартных спектрометрических полосах. Интервал углов с 2 геодезическими отмечен пунктирными линиями

5. Оценки и предположения. Согласно критерию максимума увеличения светимости, сформулированному в конце предыдущего пункта, только малая часть событий микролинзирования, зарегистрированных группами OGLE, MACHO и EROS, явно не годится в кандидаты на линзирование струной. Некоторые из остальных событий, вместе с так называемыми "фоновыми" событиями [16], могли быть вызваны струной. Для надежной идентификации истинной причины события микролинзирования необходимо иметь синхронные серии наблюдений в различных спектрометрических интервалах. Кроме того, типичным временным масштабом события микролинзирования, вызванного струной с угловым дефектом $\delta \sim 10^{-11}$ (см. ниже), для звезд в центре Галактики будет интервал порядка 10^4 с. (На протяжении настоящего письма мы предполагаем, что имеем дело со струнами только одного типа. В принци-

пе, ситуация может оказаться более сложной). События струнного характера длительности около месяца требуют редкого сочетания движений струны и звезды. Таким образом события, которые могут наблюдаться существующими "микролинзовыми" группами, составляют малую часть событий струнного характера, могущих быть зарегистрированными с Земли.

Предварительный качественный анализ данных, представленных "микролинзовыми" группами, дает нам $\delta \sim 10^{-11}$. Однако он может оказаться и на один-два порядка меньше. Соответствующая линейная плотность массы струны составляет $\mu \sim 10^{16} \text{ г/см}$. Оценим минимальный размер струны, удаленной от нас на несколько килопарсек, для которой справедлива формула (2) – $R \gg 10^9 \text{ см}$ (см. условие (5)). Другая характерная длина, связанная со струнами, определяется их распадом в гравитационные волны. Дожить до наших дней могут струны с начальным размером больше

$$R \sim R_{rad} = \gamma \frac{G\mu t}{c}, \quad (6)$$

где t есть возраст Вселенной, а γ – безразмерный множитель порядка 100 [21,26]. Эта длина определяет нижнюю границу размера струн плотности μ , которые можно наблюдать в наши дни. Для $\mu \sim 10^{16} \text{ г/см}$ получаем $R_{rad} \approx 0.1 \text{ пс} \sim 10^{17} \text{ см}$, что значительно больше предела применимости формулы (2). Таким образом для струн с данной плотностью массы μ мы можем пренебречь ограничением (5). Масса такой струны радиуса $R \sim R_{rad}$ сравнима с массой звезды $M \sim 10^{34} \text{ г}$. Так как размер такой струны на порядок меньше типичного межзвездного расстояния, то общая масса струн этого типа в Галактике может значительно превосходить полную массу обычной материи.

В настоящем письме мы рассмотрели дифракцию света на космической струне и получили кривые изменения светимости звезды при прохождении между звездой и наблюдателем космической струны. Мы увидели, что для произвольного числа избытка зоны (6) кривая изменения светимости может значительно отличаться от кривой в коротковолновом пределе. Для числа избытка зоны $N \gg 1$ после интегрирования по спектральному интервалу и конечному угловому размеру звезды мы получаем ступенчатую кривую изменения светимости в соответствии с приближением лучевой оптики.

Струнный механизм изменения светимости звезды может оказаться причиной некоторых недавно зарегистрированных событий микролинзирования. Отметим, что кривая изменения светимости может иметь разную форму в различных спектральных интервалах для одного струнного события. Это дает возможность отличить такое событие от линзирования компактным объектом.

Для выявления истинной природы каждого события микролинзирования необходимо полученные данные аппроксимировать полученными теоретическими кривыми, учитывая усреднение по спектральному интервалу и интегрирование по диску звезды с учетом распределения интенсивности по диску звезды.

Автор выражает свою признательность В.Курьяну, пробудившему у него интерес к этой задаче, и В.Кузнецову за плодотворные обсуждения проблемы.

1. A.Einstein, *Science* **84**, 506 (1936).
2. Г.А.Тиков, *ДАН СССР* **16**, 207 (1937).
3. S.Liebes Jr., *Phys. Rev. B* **133**, 835 (1964).

4. S.Refsdal, Mon. Not. R. Astr. Soc. **128**, 295 (1964).
5. А.В. Бялко, Астрон. ж. **46**, 998 (1969).
6. K.Chang and S. Refsdal, Nature **282**, 561 (1979).
7. J.R.Gott, Astrophys. J. **243**, 140 (1981).
8. S.Deguchi and W. D. Watson, Astrophys. J. **307**, 30 (1986).
9. В.Paczynski, Astrophys. J. **304**, 1 (1986).
10. П.В.Блиох, А.А.Минаков, Гравитационные линзы, Киев, Наук. Думка, 1989.
11. R.D.Blandford and R. Narayan, Ann. Rev. Astron. Astroph. **30**, 311 (1992).
12. C.Alcock, R.A.Allsman, T.S.Axelrod et al., Nature **365**, 621 (1993).
13. E.Aubourg, P.Baeyre, S.Brehin et al., Nature **365**, 623 (1993).
14. В.Paczynski, K.Z.Stanek, A.Udalski et al., Astrophys. J. **435**, L113 (1994).
15. М.В.Сажин, В.В.Шульга, Н.П.Горбатко, Астрон. ж. **71**, 837 (1994).
16. C.Alcock, R.A.Allsman, T.S.Axelrod et al., Astrophys. J. **445**, 133 (1995).
17. T.W.B.Kibble, Phys. Repts. **67**, 183 (1980).
18. A.Vilenkin, Phys. Repts. **121**, 263 (1985).
19. A.Vilenkin, Phys. Rev. D **26**, 2082 (1981).
20. Ya.B.Zel'dovich, Mon. Not. R. Astr. Soc. **192**, 663 (1980).
21. Е.М.Серебряный, В.Д.Скаржинский, В.П.Фролов. Труды ФИАН **197**, 166 (1989).
22. N.Kaiser and A.Stebbins, Nature **310**, 391 (1984).
23. D.V.Gal'tsov and E.Masar, Class. Quantum Grav. **6**, 1313 (1989).
24. Д.В.Сивухин, Оптика, М.: Наука, 1980.
25. М.В.Сажин, А.М.Черепашук, Письма в астрон. ж **21**, 263 (1995).
26. A.Vilenkin, *Quantum gravity and cosmology*: The 8th Kyoto Summer Inst., Kyoto, 1985 (1986, Eds. H.Sato, T.Inami. World Sci., Singapore) p.269.