

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 64, ВЫПУСК 6  
 25 СЕНТЯБРЯ, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.6, стр.385 - 391

© 1996г. 25 сентября

**ВКЛАД СТРУН В НАБЛЮДАЕМУЮ ПЕРЕМЕННОСТЬ**  
**ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Д.Л.Осипов<sup>1),2)</sup>*

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

Поступила в редакцию 2 августа 1996 г.

Рассмотрен механизм быстрой переменности наблюдаемого блеска компактных внегалактических источников излучения, вызванной дифракцией электромагнитного излучения на космических струнах. Космические струны на космологических расстояниях могут приводить не только к наблюдаемой переменности, но и значительному увеличению наблюдаемой светимости квазаров. Получены кривые изменения светимости и приведены оценки характерных времен осцилляций светимости для струны с плотностью  $10^{16}$  г/см.

PACS: 11.27.+d, 95.35.+d, 98.62.Qz

1. Введение. Первые работы, затрагивающие вопрос гравитационного линзирования космических источников излучения компактными телами, появились около полувека назад [1,2]. Более подробные публикации появились более двух десятилетий спустя [3-5], примерно за десятилетие до открытия первой гравитационной линзы [6]. После этого вопросы гравитационного линзирования привлекли к себе значительное внимание [7-11] (см. обзор [10] и монографию [11]). Чанг и Рефсдал [6], а также Гот [7] рассмотрели возможность объяснения флуктуаций светимости изображений квазара 0957+561 минилинзированием звездами, близкими к лучу зрения. Позже эффект гравитационного линзирования без разрешения изображений получил название микролинзирования. В настоящее время этот эффект в основном используется как источник информации о темной материи в нашей галактике [9,12-16]. Отметим, что поиск ориентирован на обычную барионную материю (небольшие звезды и объекты типа Юпитера).

<sup>1)</sup>e-mail: dimitri@ptlmsvrg.mipt.ru

<sup>2)</sup>D.L.Ossipov

Однако предложены и другие механизмы микролинзирования: 1) объекты из небарионной материи [17]; 2) космические струны [18]. Один из наиболее важных выводов статьи [18] состоит в том, что некоторые низко амплитудные события, найденные тремя группами, наблюдающими микролинзирование (MACHO [12,16], EROS [13], OGLE [14]), могут быть струнного происхождения. Более того, одно из фоновых событий, описанных среди результатов группы MACHO и отброшенных при обработке, выглядит как линзирование на струне [16]. В отличие от линзирования компактными телами форма кривой увеличения светимости при линзировании струной существенно зависит от частоты.

Используя данные трех упомянутых групп, можно предположить порядок линейной плотности массы струн, могущих вызвать наблюдаемые события –  $10^{16}$  г/см  $\pm$  один-два порядка [18]. Эта величина на 6 порядков меньше предполагаемой плотности массы космологических струн [19], сформировавшихся при фазовом переходе "Великого объединения". Эти более легкие струны могли появиться после инфляционной стадии расширения Вселенной и в настоящее время могут быть весьма многочисленными. Значительная часть галактической темной массы может иметь струнную природу [18].

Вполне естественно, что струны могут линзировать свет не только звезд, но и компактных внегалактических источников, таких как квазары, блазары, галактические ядра и тому подобное, вызывая колебания их светимости [20]. Внешний микролинзовый механизм переменности квазаров уже предложен [6,7,20,21]. Особенно трудно (или невозможно) объяснить быстрые изменения светимости квазаров его внутренними свойствами [22].

2. Дифракция на одной струне. Космическая струна является одномерной областью с ненулевыми значениями компонент тензора энергии-импульса. Она характеризуется двумя локальными параметрами: линейной плотностью массы  $\mu$  и радиусом поперечного сечения  $\rho_S$  [19]. В письме мы пренебрегаем ее поперечным сечением как очень малым (на несколько порядков больше планковской длины). Струны могут быть замкнуты, либо бесконечной длины. Последняя возможность маловероятна в современной Вселенной. Обозначим радиус замкнутой струны через  $R$ .

На расстоянии, много меньшем  $R$ , метрика пространства вне струны является метрикой плоского пространства, однако угловая координата цилиндрической системы координат с осью  $z$  вдоль струны принимает значения на отрезке длины  $2\pi \left(1 - 4\frac{\mu G}{c^2}\right)$ . Такое пространство называется конусным с угловым дефектом  $\delta = 8\pi\mu G/c^2$ . Вблизи струны гравитационное притяжение отсутствует. Однако глобальная структура конусного пространства отличается от структуры плоского пространства и проявляется в виде ряда нелокальных эффектов [19].

Нетрудно видеть, что когда струна находится вблизи луча зрения, соединяющего наблюдателя со звездой, наблюдатель может видеть 2 изображения этой звезды (рис. 1). Угол  $\delta_O$  между двумя геодезическими в точке  $O$  равен

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

где  $\varphi$  есть угол между струной и лучом зрения,  $D_{LS}$  – расстояние между звездой и точкой на струне, ближайшей к одной из геодезических,  $D_{OS}$  – расстояние между наблюдателем и той же точкой на струне. Если наблюдатель не может разрешить 2 изображения, он видит одну звезду переменной светимости.

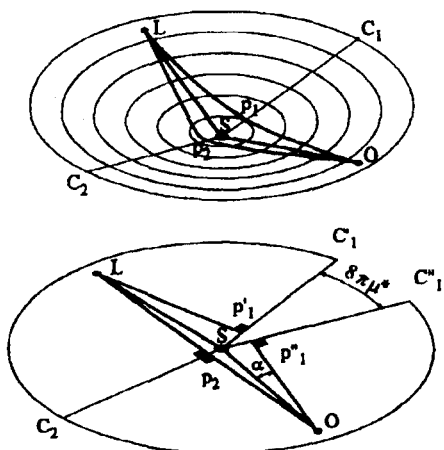


Рис.1. Погружение двумерной проекции пространства вокруг струны – поверхности, перпендикулярной струне – в трехмерное плоское пространство вместе с плоской разверткой этой проекции. Разрез для развертки сделан вдоль прямой линии  $SC$ , перпендикулярной прямой (геодезической) линии  $Lp_1O$ . Когда струна ( $S$ ) 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 линзируемой звезды, сформированные электромагнитными волнами и отстоящие друг от друга на угловое расстояние  $\delta_O$

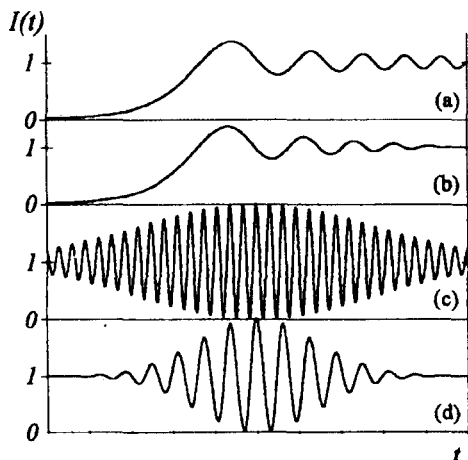


Рис.2. Два типа кривых изменения наблюдаемой светимости точечного источника при множественной дифракции на космических струнах. а) монохроматическая кривая 1-го типа или кривая для спектрметрического интервала в 1%; б) кривая 1-го типа для спектрметрического интервала в 20%; в) кривая 2-го типа для спектрметрического интервала в 5%; д) кривая 2-го типа для спектрметрического интервала в 20%

В предыдущей статье автором была решена задача дифракции Френеля в конусном пространстве [18]. Кривые изменения светимости, полученные в статье [18], справедливы при любой разности длин 2 геодезических, соединяющих наблюдателя со звездой, или, что почти то же самое, для любых чисел "избытка зоны" [18],

$$n = \frac{1}{2} \delta^2 \frac{D_{LS} \cdot D_{OS}}{D_{LS} + D_{OS}} \cdot \frac{1}{\lambda} \sin^2 \varphi, \quad (2)$$

$n$  является единственным параметром, определяющим форму монохроматической кривой изменения светимости.

Когда разница длин геодезических больше размера волнового пакета, рассеивающегося на струне (большие  $n$ ), удобно рассматривать каждую геодезическую отдельно. Если длина одной из геодезических короче  $D_{LS} + D_{OS}$  на величину, большую продольного размера волнового пакета (возможно, несколько сотен длин волн), изображение, связанное с этой геодезической, имеет нормальную интенсивность (положим ее равной 1) и не интерферирует с другим изображением.

Струна перемещается в направлении, перпендикулярном лучу зрения. Рассмотрим ситуацию, когда расстояние  $Sp_1$  составляет несколько зон Френеля, или геодезическая  $Lp_1O$  еще не существует, а струна близка к точке воз-

никновения геодезической. Вклад соответствующего изображения в полную наблюдаемую интенсивность определяется формулой (известная классическая формула дифракции Френеля на экране в форме полуплоскости)

$$I(\alpha) = \left| \frac{1}{2} \left( \exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right) + \frac{\text{sign}\alpha}{\sqrt{2}} \int_0^{t_2} \exp\left(-\frac{i\pi t}{2}\right) \frac{dt}{\sqrt{t}} \right) \right|^2, \quad (3)$$

где

$$t_2 = 2\alpha^2 \frac{D_{Os}}{D_{LS}} \left( \frac{D_{LS} + D_{Os}}{\lambda} \right), \quad (4)$$

$\alpha$  измеряется вдоль большого круга, перпендикулярного проекции струны на небесную сферу и может использоваться как временной аргумент,  $\lambda$  – длина волны излучаемого света.  $\alpha = 0$  соответствует моменту возникновения геодезической.

Формула (3) (а также (6) см. ниже) справедлива, когда радиус струны много больше размера зоны Френеля:

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

При выводе выражения (3) мы предполагали, что расстояния  $D_{LS}$  и  $D_{Os}$  малы по сравнению с радиусом струны  $R$ . Однако результат справедлив и при  $D \gg R$ , так как гравитационный потенциал струнной петли на расстоянии порядка  $R$  слишком мал, чтобы повлиять на результат.

3. Дифракция на нескольких струнах. Предположим, что поблизости от луча зрения, соединяющего наблюдателя с точечным источником света, находится  $N$  струн. В принципе мы можем увидеть  $M$  изображений ( $N + 1 \leq M \leq 2N$ ), распределенных по некоторому телесному углу. Изменение числа геодезических, соединяющих наблюдателя с источником света, при движении струн перпендикулярно лучу зрения порождает изменение наблюдаемой светимости внутренне стабильного источника излучения. Можно выделить эффекты 2-х типов, состоящих в изменении наблюдаемой светимости стабильного источника света, которым соответствуют разные кривые изменения светимости.

Эффект 1-го типа (рис. 2а, б): переменность, вызванная появлением или исчезновением геодезической. Кривая изменения светимости описывается формулой (3) с учетом того, что она соответствует появлению  $M + 1$ -ой (исчезновению  $M$ -й) геодезической

$$I(\alpha) = M \pm \left| \frac{1}{2} \left( \exp\left(-\frac{i\pi}{4}\right) + \frac{\text{sign}\alpha}{\sqrt{2}} \int_0^{t_2} \exp\left(-\frac{i\pi t}{2}\right) \frac{dt}{\sqrt{t}} \right) \right|^2. \quad (6)$$

Эффект 2-го типа (рис. 2с, д). Интерференция, вызванная "случайной" близостью длин двух геодезических. Мы наблюдаем ее, когда разность длин геодезических меньше размера волнового пакета. Для монохроматической волны кривая изменения светимости представляет чистый косинус. Реальная кривая является результатом интегрирования по спектральному интервалу (рис. 2с, д). В результате мы имеем кривую с центральным максимумом, соответствующим точному равенству длин, и с боковыми максимумами, подавленными спектральным интегрированием (кривая хорошо известна в радиоинтерферометрии). Максимум усиления равен  $\frac{M+2}{M}$ .

Усреднение кривой изменения светимости по диску звезды уменьшает амплитуду осцилляций 2-го типа или вообще делает эффект ненаблюдаемым. Максимальный размер источника излучения, при котором осцилляции 2-го типа еще можно наблюдать,

$$L_{max} \sim \lambda \delta^{-1} \frac{D_{LS} + D_{OS}}{D_{OS}}. \quad (7)$$

Для  $\lambda = 100$  см,  $D_{LS} = 300$  Мпк и  $D_{OS} = 1$  Мпк получим  $L_{max} \sim 10^{-3}$  пк. Учет размера источника излучения приводит и к сглаживанию осцилляций 1-го типа, но изменение интенсивности остается.

4. Наблюдение внегалактических источников света. В настоящем письме мы рассматриваем радио и оптические наблюдения внегалактических источников света в случае множественного рассеяния света на струнах и производим оценки, необходимые для понимания экспериментальной ситуации. Приведем пример относительных ширин спектрометрических интервалов. Ниже при обсуждении оптических и радио наблюдений мы подразумеваем именно приведенные спектрометрические интервалы:

$$\begin{aligned} \text{Радио: } \nu &= 3\text{ГГц} (\lambda = 10\text{см}), & \Delta\nu &= 30\text{МГц} (\Delta\lambda = 0.1\text{см}), & \Delta\lambda/\lambda &= 1\% \\ \text{Оптика: } \nu &= 3 \cdot 10^{14}\text{Гц} (\lambda = 10^{-4}\text{см}), & \Delta\nu &= 6 \cdot 10^{13}\text{Гц} (\Delta\lambda = 2 \cdot 10^{-5}\text{см}), & \Delta\lambda/\lambda &= 20\% \end{aligned}$$

При поиске струн оптическими средствами необходимо использовать как можно более узкий спектрометрический интервал, чтобы не "потерять" характерные дифракционные осцилляции. В современных оптических наблюдениях относительная ширина спектрометрического интервала может достигать 40% и более. В этой ситуации трудно выяснить истинную природу событий микролинзирования с низкой амплитудой (линзирование компактным телом [12,14] или космической струной [18]).

В нижеследующих оценках мы предполагаем, что струна с угловым дефектом  $\delta \sim 10^{-11}$  [18] находится на полпути от наблюдателя к источнику света. Такое положение струны делает максимальным нижний предел применимости (5) выражений (3) и (6):

$$\begin{aligned} \text{Радио: } D_{OS} + D_{LS} &= 3 \cdot 10^8 \text{ Мпк}, & n &\sim 10^3, & R_{min} &\geq 10^{-5} \text{ пк} \\ & D_{OS} + D_{LS} = 3 \cdot 10 \text{ кпк}, & n &\sim 10^{-1}, & R_{min} &\geq 10^{-7} \text{ пк} \\ \text{Оптика: } D_{OS} + D_{LS} &= 3 \cdot 10^8 \text{ Мпк}, & n &\sim 10^8, & R_{min} &\geq 10^{-7} \text{ пк} \\ & D_{OS} + D_{LS} = 3 \cdot 10 \text{ кпк}, & n &\sim 10^4, & R_{min} &\geq 10^{-9} \text{ пк} \end{aligned}$$

Мы не знаем характерного размера струнных петель. Поэтому для поиска проявлений струн предпочтительно пользоваться оптическими методами, так как предел применимости (5) выражений (3) и (6) в оптике на несколько порядков слабее. В то же время радионаблюдения производятся в узком спектрометрическом интервале, и поэтому гораздо легче наблюдать дифракционные осцилляции в кривых изменения светимости.

Для далеких квазаров (галактических ядер и тому подобное) число струн, участвующих в расщеплении геодезической квазар - наблюдатель, может быть довольно большим. Поэтому на начальном этапе предпочтительно наблюдать более близкие объекты такого рода ( $z \ll 1$ ) с тем, чтобы иметь возможность наблюдать единичные не перекрывающиеся события изменения наблюдаемой светимости. Вторым основанием для такого выбора является желание ослабить ограничение (5) применимости выражений (3) и (6). Для малых  $z$  достаточно использовать закон Хаббла  $D = cz/H$  для расстояний в (4). Переходя к большим  $z$ , необходимо учитывать расширение Вселенной и величину  $q_0$ . В настоящее время статья, посвященная выводу формулы типа ((3) для больших

з готовится к печати В.П. Кузнецовым и Д.Л. Осиповым. Семейство кривых изменения светимости остается прежним. Меняется форма выражения (4).

Маловероятно, что струны распределены равномерно по лучу зрения. Они должны образовывать облака, может быть смешанные с обычной материей в форме галактик. Возможно наличие струнного облака, окружающего источник излучения (галактическое ядро). Движение струны, ближайшей к ядру (или наблюдателю), может быстро изменить количество геодезических вдвое. Кроме того, не исключена ситуация линзирования света струнами разных типов, когда есть много легких струн и несколько тяжелых. Движение тяжелой струны может породить сложное событие, состоящее из наложенных событий первого типа, с большой суммарной амплитудой, так как возможно почти одновременное исчезновение (появление) значительной доли геодезических.

Приведем оценки временных масштабов одной осцилляции при событиях обоих типов для струн с  $\mu = 10^{16}$  г/см. Оценка периода осцилляций при событии 1-го типа не зависит от линейной плотности массы струны. Оценка периода осцилляции события 2-го типа зависит обратно пропорционально от линейной плотности массы и не зависит от расстояния до струны.

Расстояние до струны	10 кпк	150 Мпк (полпути от
от наблюдателя:		источника до наблюдателя)
Радио (1-й тип):	–	$10^6$ с
Радио (2-й тип):	–	$10^4$ с
Оптика (1-й тип):	100с,	$10^3$ с
Оптика (2-й тип):	1с	0.1 с

Мы приняли поперечную скорость струны равной 100 км/с для 10 кпк и 100 км/с для 150 Мпк.

Автор благодарит Г.Ромеро и М.В.Сажина за полезные обсуждения и замечания. Работа была выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований 96-02-17434.

1. A.Einstein, *Science* **84**, 506 (1936).
2. Г.А.Тихов, *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, *Астр. 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.Пaczynski, *Astrophys. J.* **304**, 1 (1986).
10. R.D.Blandford and R.Narayan, *Ann. Rev. Astron. Astroph.* **30**, 311 (1992).
11. П.В.Блиох и А.А. Минаков, *Гравитационные линзы*, Киев: Наук. думка, 1989.
12. C.Alcock, R.A. Allsmanet, T.S.Axelrod et al., *Nature* **365**, 621 (1993).
13. E.Aubourg, P.Bareyre, S.Brehin et al., *Nature* **385**, 623 (1993).
14. В.Пaczynski, K.Z.Stanek, A.Udalski et al., *Astrophys. J.* **435**, L113 (1994).
15. М.В.Сажин, В.В.Шульга и Н.П.Горбатко, *Астр. ж.* **71**, 837 (1994).
16. C.Alcock, R.A. Allsmanet, T.S.Axelrod et al., *Astrophys. J.* **445**, 133 (1995).
17. А.В.Гуревич, К.Р.Зыбин, and V.A.Sirota, *Phys. Lett. A* **214**, 322 (1996).
18. Д.Л.Осипов, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 745 (1995).
19. Е.М.Серебряный, В.Д.Скаржинский, В.П.Фролов, *Труды ФИАН* **197**, 166 (1989).
20. М.В.Сажин, М.Ю.Хлопов, *Астр. ж.* **66**, 191 (1989).
21. Gopal-Krishna and K.Subramanian, *Nature* **349**, 766 (1991).
22. G.E.Romero, G.Surpi, and H.Vucetich, *Astron. Astrophys.* **301**, 641 (1995).