

PACS numbers: 11.27.+d, 98.62.Sb, 98.80.Es  
 DOI: 10.3367/UFN.0181.201110f.1109

## Поиск космических струн методами оптической астрономии и радиоастрономии

О.С. Сажина, М.В. Сажин,  
 М. Капаччиоли, Дж. Лонго

### 1. Введение

Последнее десятилетие ведётся активный поиск космических струн методами наблюдательной астрономии: как в оптических, так и в радиообзорах. Всплеск этих исследований обусловлен, с одной стороны, большим прогрессом в области исследования многомерной структуры пространства-времени, а также в поисках теорий, претендующих на роль единой теории всех физических взаимодействий. С другой стороны, исследование российско-итальянской группой внегалактического объекта CSL-1 впервые позволило создать и развить наблюдательную базу для поиска космических струн методами гравитационного линзирования. Наконец, возрастающая точность измерения анизотропии микроволнового реликтового излучения (данные обработки наблюдений космического спутника WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) в течение семи лет, данные космической обсерватории "Planck") дают хорошие шансы однозначно решить вопрос о существовании космических струн в широком диапазоне масс.

Согласно современным наблюдательным данным по расширению Вселенной, полученным с помощью изучения сверхновых, а также данным по анизотропии реликтового излучения, Вселенная сейчас находится в стадии ускоренного расширения, которое успешно объясняется наличием тёмной энергии — особой формы энергии вакуумного типа [1]. Однако природа тёмной энергии до сих пор не выяснена, что является фундаментальной проблемой современной космологии, а также ключевой областью исследования на стыке таких дисциплин, как космология, астрономия и физика элементарных частиц.

В рамках этой проблемы особый интерес представляет исследование тёмной энергии ранней Вселенной, а именно возможных солитонных и солитоноподобных решений. Таким решением являются стабильные одномерные структуры — космические струны (КС), которые возникают во всех наиболее реалистичных моделях физики элементарных частиц [2, 3]. Исследования в современной физике элементарных частиц дают множество указаний на существование новой физики за рамками Стандартной модели. КС возникают как в моделях Великого объединения, так и в теории суперструн [4, 5]. Обнаружение КС позволило бы не только выявить природу и закономерности развития тёмной энергии

**О.С. Сажина, М.В. Сажин, М. Капаччиоли, Дж. Лонго.**  
 Государственный астрономический институт  
 им. П.К. Штернберга Московского государственного университета  
 им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ  
 E-mail: tedeshka@mail.ru

ранней Вселенной, но и изучить масштабы энергий, не достижимых в современных ускорителях.

КС, впервые предсказанные Т. Киблом в 1976 г., активно изучались в последующих работах Я. Зельдовича, а также А. Виленкина, П. Шелларда [3, 6–9]. Существование КС не противоречит всем имеющимся на сегодня космологическим наблюдательным данным и, более того, находит широкую поддержку в теории, а также косвенное подтверждение в наблюдениях.

### 2. Космическая струна во Вселенной

#### 2.1. Основные определения и свойства

С наблюдательной точки зрения наибольший интерес представляют топологические КС (солитоны), поскольку механизм их образования (фазовые переходы вакуума) довольно прост и хорошо изучен экспериментально в других разделах физики (переходы в ферромагнетиках, явление сверхпроводимости и др.). Кроме того, такой механизм образования струн не требует специальных предположений о динамических процессах во Вселенной, а основывается преимущественно на том факте, что ранняя Вселенная обладала большей температурой, чем современная, и остывала в процессе эволюции.

Образование топологических дефектов с различными размерностями связано с тем, что многообразие вакуумов теории обладает нетривиальной структурой:  $\pi_N(M) \neq 0$ . Если пространство-время имеет размерность  $d + 1$ , то оно может содержать топологические дефекты размерностью  $d - N$ : монополи, струны, доменные стеки, а также гибридные дефекты, например "ожерелья" (монополи и струны) и "ворс" (струны и стеки). В случае струн  $N = 1$ , и нетривиальность гомотопической группы  $\pi_1(S^1)$  означает существование окружностей, которые нельзя стянуть в точку непрерывным преобразованием.

Минимальная модель, содержащая струны, обладает  $U(1)$ -калибровочно-инвариантной лагранжевой плотностью [1]:

$$L = D^\mu \phi^* D_\mu \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \lambda \left( \phi^* \phi - \frac{T_c^2}{2} \right)^2.$$

Основное состояние такой модели не является калибровочно-инвариантным относительно группы  $U(1)$ . Множество отличных от нуля вакуумов определяется характерным масштабом энергии  $T_c$ . Потенциал достигает минимума на окружности:

$$\langle \phi \rangle = \frac{T_c}{\sqrt{2}} \exp[i\alpha(x)].$$

При  $T \leq T_c$  симметрия основного состояния нарушается и в каждой причинно-связанной пространственно-временной области величина фазы  $\alpha(x)$  фиксируется — система случайным образом переходит в одно из энергетически выгодных состояний. В каждой такой области фазы, очевидно, не коррелируют. В силу однозначности поля  $\phi$  изменение фазы по замкнутому контуру, проходящему через различные причинно-несвязанные области, выражается в виде  $\Delta\alpha = 2\pi N$ . Если  $N \neq 0$ , то образуется КС с сохраняющимся топологическим зарядом  $N$  ( $N$  — число намоток). Поле  $\phi$ , вследствие его непрерыв-

ности, внутри контура изменения фазы должно принимать нулевое значение. Таким образом, область новой фазы содержит внутри себя область старой, "реликтовой", фазы. Указанный механизм образования топологических КС называется механизмом Киббла.

Непрерывность поля  $\phi$  гарантирует также конечность энергии струны; струна устойчива, не имеет концов в причинно-связанной области пространства-времени — она либо "протыкает" горизонт, либо образует петли. Длинные струны имеют тенденцию распрямляться, петли — схлопываться. Моделирование также показывает, что 80 % струн — длинные [10–12]. Предлагаемые ниже методы поиска КС ориентированы на поиск прямых сегментов длинных одиночных струн.

Основной параметр КС — её линейная плотность  $\mu = dE/dz = \pi T_c^2$ . Для удобства вводят безразмерный параметр  $G\mu \propto (T_c/M_{Pl})^2$ . Для наиболее реалистичных КС, с энергиями порядка  $10^{15}–10^{16}$  ГэВ, величина  $G\mu \propto 10^{-7}–10^{-6}$ . Удобно также оценить линейную плотность струны с помощью параметра  $\mu_6 \approx 0,1–1$  [4] как  $\mu = 1,35 \times 10^{21} \mu_6$  [ $\text{кг м}^{-1}$ ] =  $2,09 \times 10^7 \mu_6 M_\odot$  [ $\text{пк}^{-1}$ ].

## 2.2. Место космических струн в современной физике

Исследования последних лет [4, 5, 13] выявили глубокие теоретические связи между топологическими КС и теорией фундаментальных суперструн, которые в настоящее время являются наиболее многообещающими кандидатами для построения материи и объединения всех типов физических взаимодействий. Такая связь стала возможной благодаря механизмам понижения энергии струн фундаментальной теории.

Линейная плотность струн пропорциональна квадрату температуры соответствующего фазового перехода. Для КС  $G\mu \leq 10^{-6}$ . Для суперструн  $\mu \propto M_s^2$ ,  $G\mu = M_s^2/M_{Pl}^2 \approx 1$ . В моделях с некомпактными дополнительными измерениями энергетическая шкала суперструн может быть понижена:  $M_s \ll M_{Pl}$ , что приводит к  $G\mu \ll 1$ . В моделях с большим пятым измерением (модель четырёхмерной браны и "балка") энергия суперструны может также быть понижена за счёт того, что струна передаёт часть энергии в балке.

Нетопологические суперструны (так называемые F- и D-струны) могли бы образовываться в ранней Вселенной. Наблюдение таких объектов могло бы послужить основным способом изучения фундаментальных суперструн. Такие объекты предсказываются в новейших моделях с некомпактными дополнительными измерениями (процесс аннигиляции браны и антибраны), а также в широком классе инфляционных космологических моделей. За последние несколько лет было установлено, что существует обширное семейство КС, отличающихся по свойствам, которые непосредственно зависят от геометрии дополнительных компактифицированных измерений теории суперструн.

Как известно, ключевая проблема современных многомерных теорий состоит в том, что не представляется возможным отдать предпочтение той или иной теории — только наблюдательные факты, такие как обнаружение КС, смогли бы отсеять нереалистичные теории и вывести современную физику элементарных частиц на принципиально новый уровень. Кроме того, открытие КС дало бы информацию о составе реликтовой тёмной энергии ранней Вселенной, что позволило бы активно продвинуться в понимании причин современного ускоренного

расширения Вселенной, определяемого тёмной энергией неизвестного пока вида.

Среди всех возможных типов топологических дефектов только КС естественным образом возникают в подавляющем большинстве реалистичных моделей ранней Вселенной. КС могут существовать в широком диапазоне масс: от энергий теории Великого объединения до энергий электрослабой теории.

## 2.3. Основные свойства космической струны как объекта наблюдений

Методы поиска КС основаны на её особых свойствах, отличных от свойств всех известных типов небесных тел. Укажем эти свойства на простом модельном примере евклидовой Вселенной, в которую помещена одиночная струна [7, 14]. При рассмотрении реальной космологической модели Фридмана – Робертсона – Уокера (FRW), а также нескольких струн качественный характер этих свойств сохранится. В специально выбранной системе координат [14] метрика пространства-времени со струной является конической. Такая метрика всюду совпадает с метрикой Минковского

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1),$$

за исключением одной точки — вершины конуса. Для любой окружности, содержащей вершину конуса, отношение длины к радиусу —  $2\pi - \alpha$ , где  $\alpha$ , называемое дефицитом угла, определяется линейной плотностью струны,  $\alpha = 8\pi G\mu$ . Всюду, за исключением вершины конуса, пространство является евклидовым (рис. 1).

Прямая КС не обладает гравитационным полем. Тем не менее наличие разреза делает возможным формирование гравитационно-линзовых изображений, фоновых по отношению к струне источников. Двигаясь по прямым линиям, лучи света от фонового источника тем не менее огибают вершину конуса, формируя изображения. Существенная одномерность КС диктует ряд специальных свойств таких изображений. Одномерность струны проявляет себя уникальным образом и при исследовании анизотропии реликтового излучения, которую может генерировать движущаяся КС.

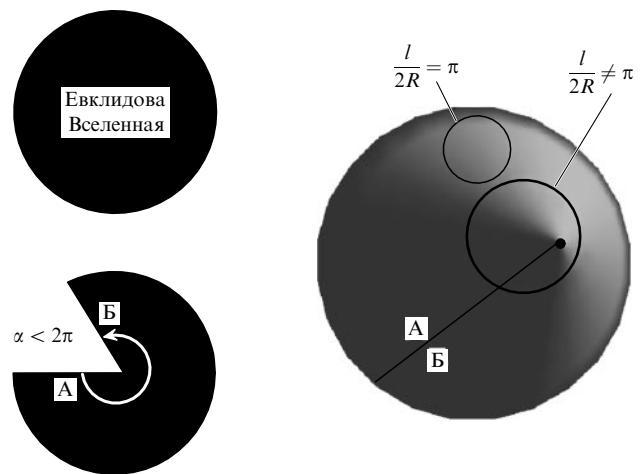


Рис. 1. Иллюстрация формирования конической Вселенной при наличии одиночной космической струны.

## 2.4. Текущий статус космических струн в наблюдательной космологии

Существует несколько методов наблюдательного поиска КС, которые можно условно разделить на три части. Первый метод — обнаружение струн с помощью оптических обзоров — заключается в поиске характерных гравитационно-линзовых событий, возникающих при линзировании фоновых источников (преимущественно галактик) на струнах. Второй метод — исследование структуры анизотропии реликтового излучения, индуцируемой струнами, а также определение характерных амплитуд этих структур. Третий метод заключается в поиске большого числа маловероятных и модельно зависимых проявлений струн, например: излучения гравитационных волн от петель струн, взаимодействия струны с чёрной дырой, распада излучаемых струной тяжёлых частиц, взаимодействий двух и более струн. Только первые два метода универсальны для всех типов струн, и только их мы и будем рассматривать.

Последние данные по анизотропии реликтового излучения исключают КС как источник первичных возмущений плотности, но не запрещают их существования. Используемые ранее статистические методы анализа анизотропии реликтового излучения позволяют выявлять струны, дающие анизотропию не менее  $100 \text{ мК}$  [15]; данными методами струны не найдены. Выборочные (оптические каталоги, покрывающие  $1/6$  часть небесной сферы) поиски событий гравитационного линзирования для дефицита угла струны не менее  $2''$  также не дали результатов.

## 3. Эффект гравитационного линзирования на космической струне

### 3.1. Гравитационное линзирование точечного и протяжённого источников на космической струне

По аналогии с тем, как это делается при моделировании классических событий гравитационного линзирования, зададим три параллельные плоскости: плоскость точечного источника  $I\{\xi, \eta\}$ , плоскость струны-линзы  $\{x, y\}$  и плоскость наблюдателя. Пусть  $R_g$  — расстояние между плоскостями наблюдателя и источника,  $R_s$  — расстояние между плоскостями наблюдателя и линзы. Начало отсчёта на каждой плоскости находится на прямой, проходящей через наблюдателя перпендикулярно всем трём плоскостям. Если источник  $I$  находится в полосе  $\delta\theta = \alpha(R_g - R_s)/R_g$ , где  $\alpha = 8\pi G\mu$ , то в плоскости струны-линзы формируются два изображения, отстоящие от начала отсчёта на физические расстояния  $D_\psi$  и  $D_\phi$  (рис. 2). Задача гравитационного линзирования точечного источника заключается в нахождении этих расстояний как функций положения источника  $I$  в плоскости  $\{\xi, \eta\}$ , дефицита угла  $\alpha$  и расстояний  $R_g$  и  $R_s$  между плоскостями [16].

Случай протяжённого источника аналогичен для исследования [16]. Решение ищется как результат линзирования множества точечных источников. Изображение обладает ярко выраженным срезами изофот (рис. 3).

Таким образом, гравитационное линзирование на КС характеризуется наличием цепочки пар изображений, фоновых по отношению к струне источников. Расстояние между изображениями каждой пары определяется дефицитом угла струны. Например, угловое расстояние

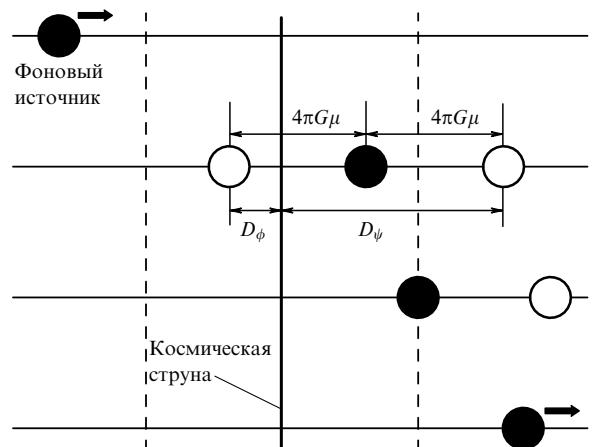


Рис. 2. Моделирование гравитационного линзирования движущегося точечного источника на космической струне. Вид в плоскости линзы, струна параллельна плоскости рисунка.



Рис. 3. Моделирование гравитационного линзирования протяжённого источника (галактики) на космической струне. Вид в плоскости линзы, струна параллельна плоскости рисунка. Видны срезы внешних изофот источника. Разрешение  $0,1''$ .

$2''$  соответствует энергии струны порядка  $10^{16} \text{ ГэВ}$ . Кроме того, если фоновые объекты являются оптически разрешёнными, то структура внешних изофот яркости изображений должна обладать характерными срезами, что обусловлено существенной одномерностью струны. Наблюдение подобных срезов, как правило, требует высокого углового разрешения, порядка  $0,1''$ .

### 3.2. Исследование объекта CSL-1

В 2003 г. в глубоком обзоре неаполитанской астрономической Обсерватории Каподимонте была обнаружена названная CSL-1 пара объектов, предположительно имеющая гравитационно-линзовое происхождение [17, 18]. Такой вывод был сделан на основе спектроскопического и фотометрического анализа объектов пары: оба компонента обладали нулевой (с точностью до ошибок) разностью радиальных скоростей и одинаковыми профилями яркости, являясь при этом разрешёнными. Спектры обоих компонентов идентичны с точностью, превышающей 99 %. Не наблюдалось и приливных искажений. Абсолютная звёздная величина обоих ком-

понентов (в фильтре R) составляет  $-22,3$ . Расстояние между компонентами пары  $1,9''$ , красное смещение  $0,46$ . Расстояние до наблюдателя порядка  $1,9$  Гпк.

Являясь предположительно гравитационно-линзовым объектом, CSL-1 не демонстрировал характерных дугообразных искажений внешних изофот. Явление гравитационного линзирования галактик на других объектах (галактиках, группах галактик и пр.) не является редким в нашей Вселенной, но уникальность двойного объекта CSL-1 заключается в том, что единственный тип гравитационной линзы, который может давать наблюдаемые морфологически идентичные неискажённые изображения, — это КС. При классическом гравитационном линзировании фоновой галактики на известных космических объектах, вследствие неоднородности гравитационных полей последних, изображения фоновой галактики значимо искажаются. Гравитационный потенциал прямой КС равен нулю, поэтому изображения получаются неискажёнными. Действуя как гравитационная линза, КС формирует коническое пространство, в котором лучи света от фоновой галактики проходят соответственно по разные стороны от вершины конуса, формируя два изображения.

Таким образом, линза, формирующая эту пару изображений, должна была обладать одномерной структурой, что и указывало на КС. Моделирование показало, что линзирование на КС соответствует реальным данным, полученным наземными телескопами TNG (Telescopio Nationale Galileo), NTT (New Technology Telescope), VLT (Very Large Telescope) на уровне  $2\sigma$ . Так, результаты обработки снимков показали, что спектры объектов пары обладают высокой корреляцией (для тысячи точек коэффициент корреляции составил  $0,85$ , причём априори учитывалось, что оба компонента являются эллиптическими галактиками и обладают одинаковым наклоном спектров; эта зависимость не вошла в корреляционный коэффициент). Разность спектров двух компонентов представляла собой случайный шум с автокорреляционной функцией, близкой к единице.

Такая идентичность спектров навела на мысль о существовании пылевой перемычки, проходящей по середине одной сильно вытянутой эллиптической галактики. Причём, для того чтобы в результате образовывалось два круговых источника, перемычка должна была обладать выраженной формой песочных часов. Эта довольно экзотическая, но имеющая право на существование гипотеза была опровергнута наблюдениями в инфракрасном фильтре на 3,5-метровом Национальном телескопе им. Г. Галилея в 2003 г. Дело в том, что в случае стандартного закона поглощения пыли в инфракрасном диапазоне пыль должна быть прозрачной. Более того, для любых законов поглощения пыли коэффициент поглощения зависит от частоты и, следовательно, в различных фильтрах пылевая перемычка должна выглядеть по-разному, что не наблюдалось в объекте CSL-1. Наблюдения в 2005 г. на системе телескопов VLT, принадлежащей Европейской южной обсерватории (European Southern Observatory, ESO), расположенной на плато Паранал в Чили, с ещё большей точностью подтвердили идентичность спектров обоих компонентов пары (99,9 %).

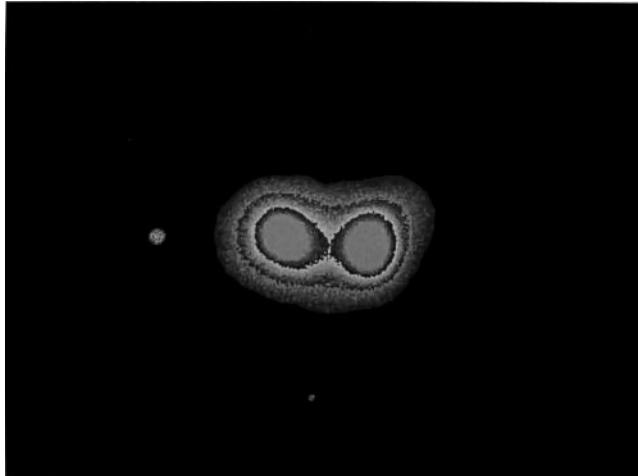
Помимо гравитационно-линзовой интерпретации, по-прежнему оставалась ненулевая вероятность того, что CSL-1 — это две различные галактики, проекцион-

ное расстояние между которыми менее 10 кпк. Физическое расстояние между ними должно быть, очевидно, больше, так как в противном случае при имевшейся 10-процентной фотометрической точности было бы возможным наблюдать приливные эффекты. С другой стороны, расстояние не должно быть слишком большим, поскольку в ином случае более удалённая от наблюдателя галактика линзировалась бы на более близкой, чего тоже не наблюдалось. С учётом нулевой разности радиальных скоростей длина допустимого физического расстояния между галактиками уменьшалась всего до 15 Мпк. При повышении фотометрической точности наблюдений до  $0,1\%$  интервал уменьшается ещё почти втрое, до 123 кпк — 5 Мпк, что в совокупности с одинаковой морфологией двух разрешённых компонентов пары и идентичностью их спектров представляется чрезвычайно маловероятным. Таким образом, доминировала гипотеза гравитационно-линзового происхождения CSL-1.

Нашей группой были получены также дополнительные аргументы в пользу объяснения феномена CSL-1 с помощью КС. Они заключаются в обнаружении кандидатов в гравитационно-линзовую природу которых должна была быть проверена на телескопе ESO VLT в будущих заявках. Также были составлены заявки на наблюдения на новейшем телескопе VST (VLT Survey Telescope — Телескоп общего обзора для ESO VLT, проект Обсерватории Каподимонте). Телескоп VST позволяет собирать огромное количество фотометрических данных, вплоть до данных от очень слабых источников (до 25-й звёздной величины в R-фильтре), что с успехом позволило бы использовать этот инструмент для исследований объекта CSL-1 и кандидатов в события гравитационного линзирования, большинство из которых — слабые источники (от 19-й до 24-й звёздной величины).

Окончательно решить вопрос о природе этого загадочного двойного объекта помогли наблюдения на космическом телескопе "Хаббл" (HST), которые и были проведены 11 января 2006 г. Наш проект получил шесть орбит спутника, время наблюдений около 14000 с разрешением  $0,05''$ . Для интерпретации наблюдательных данных было проведено численное моделирование гравитационного линзирования фонового объекта на КС и получены аналитические уравнения гравитационной линзы.

Согласно теоретическим расчётам, если имеет место линзирование на КС, то для протяжённого фонового источника не должно быть искажений изофот (возникающих при его линзировании на протяжённом объекте), спектры объектов пары должны быть идентичными и разность радиальных скоростей должна равняться нулю. Все эти требования выполнялись для объекта CSL-1. В случае линзирования на КС при высоком угловом разрешении, доступном на HST, должны наблюдаваться характерные срезы внешних изофот в изображениях фонового источника. Кроме того, должно наблюдаваться дублирование структур: так, если в одном изображении и его окрестности с размером, меньшим линейного размера дефицита угла струны либо равным ему, присутствуют какие-либо морфологические особен-



**Рис. 4.** Объект CSL-1. Снимок телескопа "Хаббл". Видны приливные искажения внешних изофот.

ности, то они с необходимостью имеются и во втором изображении.

Ещё один показатель существования струны — это цепочка пар объектов, также обладающих характерными срезами внешних изофот. Расстояние между объектами каждой пары не должно превышать линейного размера дефицита угла струны. Эффект гравитационного линзирования начинает проявляться, как только фоновый источник попадает в окрестность-полосу действия струны, ширина которой определяется дефицитом угла струны, в то время как в случае эффекта проекции двух галактик для разрешения HST должны быть видны приливные искажения. Наблюдения на HST показали, что имеет место слабое приливное взаимодействие между двумя эллиптическими галактиками, которые были ненаблюдаемы для наземных телескопов.

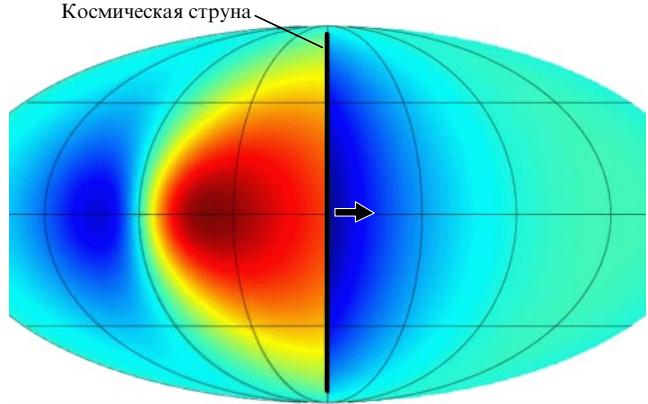
Таким образом, был окончательно прояснён вопрос о природе двойного объекта CSL-1: он представляет собой редчайшую гравитационно связанный систему двух галактик (рис. 4).

Проведённое исследование, несмотря на то что гипотеза КС не была подтверждена, впервые позволило построить полную теорию гравитационного линзирования внегалактических объектов на одиночной прямой КС, выявить все возможные наблюдательные проявления КС, а также рассчитать необходимые характеристики и ресурсы наземных и космических инструментов, необходимых для проведения этих исследований. Результаты активно используются мировым научным сообществом (см. [19, 20] и приведённые там ссылки).

#### 4. Анизотропия реликтового излучения, индуцированная космической струной

В последние три года ведутся исследования генерации анизотропии реликтового излучения КС (см. [14, 21] и приведённые там ссылки).

Согласно результатам наших исследований, движущаяся прямая КС должна генерировать структуры с повышенной и пониженной яркостью характерной формы. Структура анизотропии, представляющая собой последовательность зон с пониженной и повышенной температурой, а именно: холодное пятно перед фронтом



**Рис. 5.** Моделирование анизотропии реликтового излучения, генерируемой движущейся прямой космической струной. Проекция Мольвейде небесной сферы. Струна является параллельной плоскости рисунка, совпадает с осью, соединяющей полюса, и движется слева направо. Характерная структура анизотропии: холодное пятно перед фронтом, дельтаобразный скачок температуры, горячее пятно позади фронта и холодное завершающее пятно.

движения КС, далее выраженный скачок температуры и горячее пятно, которое снова сменяется холодным (рис. 5).

Для того чтобы с уверенностью говорить об обнаружении струны данным методом, на этом же участке неба необходимо проведение независимых наблюдений в другом частотном диапазоне. Наилучшим наблюдением такого рода послужил бы поиск событий гравитационного линзирования. Важно отметить, что для того чтобы КС можно было обнаружить одновременно и в оптическом диапазоне, и в радиодиапазоне, её характерная длина должна быть велика, не менее  $100^\circ$ . Такая величина обусловлена тем, что оптическим наблюдениям доступны только относительно близкие объекты, с красным смещением  $z \leq 7$ , в то время как для реликтового излучения  $z \approx 1000$ . Отсюда, в частности, следует, что количество струн, которое можно обнаружить с помощью одних только оптических методов наблюдения, составляет всего 20 % от общего количества струн во Вселенной. Этот факт впервые позволяет объяснить безрезультатность поиска КС с помощью гравитационно-линзовых оптических эффектов.

Рассматривалась следующая простейшая модель [14]. Наблюдатель расположен с центре сферы  $\{O, \xi, \eta, \zeta\}$ . Радиус сферы — расстояние до поверхности последнего рассеяния. С достаточной степенью точности сферу можно полагать нерасширяющейся. Прямая струна движется со скоростью  $v$  под углом  $\psi$  перпендикулярно плоскости  $\{O, \xi, \eta\}$ , протыкая сферу в точках А и В. Анизотропия реликтового излучения, генерируемая струной, обусловлена эффектом Доплера. Флуктуация температуры имеет вид

$$\delta T = 27 \frac{\alpha}{2''} \frac{\beta}{0,9} F(\psi, \phi, \theta) [\text{мК}] .$$

Вклад скорости струны в эффект Доплера даёт только величина  $\beta$  — проекция скорости струны (в единицах скорости света) на ось, перпендикулярную лучу зрения. Функция сферических углов  $F(\psi, \phi, \theta) \approx 1$ .

Вне зависимости от величин параметров модели, структура анизотропии остаётся неизменной. Для реля-

тивистской ( $v/c \approx 1$ ) КС, обладающей дефицитом угла порядка  $1-2''$ , амплитуда генерируемой анизотропии порядка (15–30) мкК.

Для того чтобы КС можно было искать как оптическими методами гравитационного линзирования, так и методом анализа анизотропии реликтового излучения, дефицит угла должен составлять от нескольких десятых долей секунды дуги ( $\delta T/T \approx 1,5$ ) до  $5-6''$  ( $\delta T/T \approx 100$ ). Нижний предел определяется максимально доступным разрешением в оптическом диапазоне (HST) при поиске событий гравитационного линзирования галактик на струне. Верхний предел даёт величину анизотропии струны, сравнимую со стандартной анизотропией, вызванной адиабатическими возмущениями плотности.

Также необходимо принять во внимание эффект запаздывания сигнала [22], обусловленный протяжённостью струны: если бесконечно длинная прямая струна движется на некотором расстоянии от наблюдателя, то он видит разные части струны в разные моменты времени.

## 5. Заключение

В развитие наблюдательных методов поиска КС внесли важный вклад следующие исследования.

Открыт и исследован двойной внегалактический источник CSL-1. Наблюдения на HST в 2006 г. смогли опровергнуть гипотезу КС, показав, что имеет место эффект проекции двух галактик с идентичными морфологиями и спектрами, обладающих близкими пекулярными скоростями. Тем не менее проделанная обширная теоретическая и наблюдательная работа впервые позволила создать достаточно полную модель гравитационного линзирования фоновых объектов на КС применительно к реальным наблюдениям, в особенности с использованием инструментов с высоким угловым разрешением.

Исследован квазар Q0957 + 561 A, B. Обнаружены аномальные флуктуации яркости в гравитационно-линзовой системе, одна из возможных причин возникновения которых — эффект гравитационного линзирования на КС.

Получены некоторые указания на наличие КС в данных спутника WMAP по исследованию анизотропии реликтового излучения. Определена структура анизотропии реликтового излучения, генерируемая движущейся с постоянной скоростью прямой КС. Количество струн, которые могут быть обнаружены оптическими методами, составляет 20 % от их общего числа, т.е. поиск в оптическом диапазоне должен быть с необходимостью дополнен анализом радиокарт анизотропии реликтового излучения. Для струн с дефицитом угла  $1''-2''$  амплитуда генерируемой анизотропии составляет 15–30 мкК (для струн с наиболее реалистичными энергиями ( $10^{15}-10^{16}$  ГэВ) и соответствующими плотностями ( $G\mu \propto 10^{-7}-10^{-6}$ )). Для обнаружения струн двумя независимыми методами (оптическим и радиометодом) дефицит угла КС должен лежать в интервале от  $0,1''$  до  $5-6''$ . Если КС может быть детектирована оптическими методами, то характерный размер " пятна" на карте анизотропии должен быть не менее  $100''$ .

Изучены поля HST (в совокупности 4,5 квадратных градуса) с целью поиска гравитационно-линзовых пар, сформированных прямыми длинными КС. Обнаружены четыре кандидата в гравитационные линзы, образован-

ные КС, однако пока доступной исследователям точности недостаточно для однозначного выяснения природы этих кандидатов.

Работа финансово поддержана грантом РФФИ 10-02-00961а, грантом Президента РФ МК-473.2010.2. Работа выполнена в рамках проекта Министерства образования и науки РФ 14.740.11.0085.

## Список литературы

- Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва* (М.: URSS, 2008) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]; Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория* (М.: URSS, 2010) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Cosmological Perturbations and Inflationary Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]
- Hindmarsh M, in *The Formation and Evolution of Cosmic Strings: Proc. of a Workshop Supported by the SERC and Held in Cambridge, 3–7 July, 1989* (Eds G W Gibbons, S W Hawking, T Vachaspati) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990) p. 527
- Vilenkin A, Shellard E P S *Cosmic Strings and Other Topological Defects* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994)
- Davis A-C, Kibble T W B *Contemp. Phys.* **46** 313 (2005); hep-th/0505050
- Copeland E J, Myers R C, Polchinski J *JHEP* (06) 013 (2004); hep-th/0312067
- Kibble T W B *J. Phys. A Math. Gen.* **9** 1387 (1976)
- Vilenkin A *Phys. Rev. D* **23** 852 (1981)
- Vilenkin A *Astrophys. J. Lett.* **282** L51 (1984)
- Zeldovich Ya B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **192** 663 (1980)
- Allen B, Shellard E P S *Phys. Rev. Lett.* **64** 119 (1990)
- Uzan J-P, Bernardeau F *Phys. Rev. D* **63** 023004 (2001); Bernardeau F, Uzan J-P *Phys. Rev. D* **63** 023004 023005 (2001)
- de Laix A A, Vachaspati T *Phys. Rev. D* **54** 4780 (1996)
- Majumdar M, hep-th/0512062
- Сажина О С, Сажин М В, Семенцов В Н *ЖЭТФ* **133** 1005 (2008) [Sazhina O S, Sazhin M V, Sementsov V N *JETP* **106** 878 (2008)]
- Lo A S, Wright E L, astro-ph/0503120
- Sazhin M V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376** 1731 (2007); astro-ph/0611744
- Sazhin M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343** 353 (2003)
- Sazhin M V et al., astro-ph/0601494
- Morganson E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 2452 (2010)
- Gasparini M A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 1959 (2008)
- Stebbins A *Astrophys. J.* **327** 584 (1988)
- Vilenkin A *Nature* **322** 613 (1986)

PACS numbers: 04.20.-q, 97.82.-j, 98.62.Sb

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201110g.1114

## Поиски экзопланет с помощью гравитационного микролинзирования

А.Ф. Захаров

### 1. Гравитационное линзирование: введение

В зависимости от масс гравитационных линз говорят о различных режимах гравитационного линзирования, причём различные режимы соответствуют различным угловым расстояниям между изображениями в предпо-

**А.Ф. Захаров.** Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.А. Алиханова", Москва, РФ; Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., РФ  
E-mail:zakharov@itep.ru