

Московский Государственный Университет  
имени М.В.Ломоносова

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра физики колебаний

Механические шумы в детекторах гравитационных  
волн и возможность их снижения при охлаждении пробных масс

Курсовая работа студента второго курса  
Пашенцевой Марии Викторовны

Научный руководитель:

к. ф.-м.н. Биленко И.А..

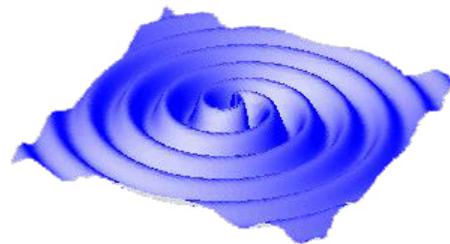
Москва, 2009г.

## Содержание

1. Введение	
Гравитационные волны и методы их детектирования . . . . .	3
2. Факторы, ограничивающие чувствительность детекторов	
гравитационных волн . . . . .	5
3. Переход к криогенным температурам. Возможный выигрыш . . . . .	7
4. Переход к криогенным температурам: возникающие проблемы . . . . .	8
5. Заключение	
Список литературы . . . . .	9

## Введение. Гравитационные волны и методы их детектирования.

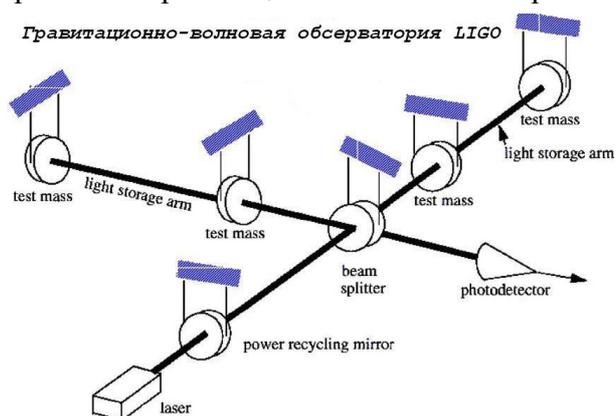
Одной из актуальных задач современной экспериментальной физики является детектирование гравитационных волн, создаваемых астрофизическими источниками. Гравитационные волны представляют собой «рябь на поверхности пространства-времени», которая распространяется со скоростью света, излучаются любыми движущимися с переменным ускорением массами вещества. До настоящего времени гравитационные волны непосредственно не обнаружены, так как амплитуда смещений пробных масс под влиянием гравитационных волн от любых источников очень мала. Существует множество астрофизических процессов, о которых можно получить информацию только с помощью гравитационных волн. Гравитационная волна растягивает и сжимает пространство-время.



Наиболее мощными источниками гравитационных волн являются сталкивающиеся галактики (они имеют гигантские массы, но испытывают небольшие ускорения) и гравитационный коллапс (катастрофически быстрое сжатие массивных тел под действием гравитационных сил) двойной системы компактных объектов (колоссальные ускорения при довольно большой массе). Для Солнечной системы, например, наибольшее гравитационное излучение производит подсистема Солнца и Юпитера. Мощность этого излучения — примерно 5 киловатт, таким образом, энергия, теряемая Солнечной системой на гравитационное излучение за год, достаточно велика по абсолютной величине, но совершенно ничтожна по сравнению с характерной кинетической энергией тел.

Развитие детекторов гравитационных волн было начато Джозефом Вебером в конце 60-х годов 20-го века. Наиболее распространены два типа детекторов. Один из них, впервые реализованный Дж. Вебером (Мэрилендский университет)[1], представляет собой массивную металлическую болванку, как правило, охлажденную до низкой температуры. Размеры детектора при падении на него гравитационной волны изменяются, и если частота волны совпадает с резонансной частотой антенны, амплитуда колебаний антенны может стать настолько большой, что колебания можно обнаружить. В первом эксперименте Вебера антенна представляла собой алюминиевый цилиндр длиной 2 м и диаметром 1 м, подвешенный на стальных проволочках; резонансная частота антенны составляла 1660 Гц, амплитудная чувствительность пьезодатчиков -  $10^{-16}$  м в полосе 1 Гц. Вебер использовал два детектора, работавших в схеме совпадений, и сообщил об обнаружении сигнала, источником которого с наибольшей вероятностью был центр Галактики. Однако, независимые эксперименты не подтвердили наблюдений Вебера. Из действующих в настоящее время детекторов по такому принципу работает сферическая антенна MiniGRAIL (Лейденский университет, Голландия), а также антенны ALLEGRO, AURIGA, EXPLORER и NAUTILUS.

В другом типе экспериментов по детектированию гравитационных волн измеряется изменение расстояния между двумя парами пробных масс с помощью лазерного интерферометра Майкельсона. В двух длинных (длиной в несколько сот метров или даже километров) перпендикулярных друг другу вакуумных камерах подвешиваются зеркала. Лазерный луч расщепляется, идет по обеим камерам, отражается от зеркал, возвращается обратно и вновь соединяется. В «спокойном» состоянии длины подобраны так, что эти два луча после рекомбинации



гасят друг друга (деструктивно интерферируют), и освещённость фотодетектора оказывается нулевой. Но стоит лишь какому-нибудь из зеркал сместиться на микроскопическое расстояние (причём речь идёт о расстоянии на порядки меньше световой волны — о тысячных долях размера атомного ядра), как компенсация двух лучей станет неполной и на выходе фотодетектора появится сигнал. В настоящее время гравитационные телескопы такого типа работают в рамках проекта LIGO (Laser Interferometer Gravitational wave Observatory — лазерная интерферометрическая гравитационно-волновая обсерватория-национальный проект США)[2] - наиболее чувствительный, немецко-английского GEO600, японского TAMA-300 и итальянского VIRGO (носит латинское название скопления галактик в созвездии Девы, изначально итало-французский).

Существует проект LISA (Laser Interferometer Space Antenna)[3], в котором лазерный интерферометр будет находиться в космосе, с длиной плеча 5 млн. км и чувствительностью к сдвигу пробных масс 20 пм в низкочастотном диапазоне (от 0.1 до 0.0001 Гц). Запуск LISA состоится не ранее 2013 года. Кроме того, разрабатывается проект BBO (Big Bang Observer), который будет включать в себя четыре созвездия спутников, разбросанных вдоль земной орбиты вокруг Солнца. Каждое созвездие будет напоминать



LISA, но с расстоянием между аппаратами около 50 000 километров. Главная цель BBO — зарегистрировать космологические гравитационные волны, попутно он сможет обнаружить гравитационное излучение всех двойных нейтронных звезд во Вселенной. Запуск BBO возможен в 2018–2025 годах. В Японии разрабатывается проект криогенного лазерного детектора LCGT (Large Cryogenic Gravitational wave Telescope). Он войдет в строй еще не скоро, но прежде должен появиться его стометровый прототип CLIO (Cryogenic Laser Interferometer Observatory). В Европе также обсуждается проект криогенного интерферометра Einstein Telescope с массивными сапфировыми зеркалами, расположенными для изоляции от шумов глубоко под землей.

## 2. Факторы, ограничивающие чувствительность детекторов гравитационных волн.

На предельную чувствительность детекторов гравитационных волн влияют различные шумы: квантовые, сейсмические, тепловые, термодинамические, избыточные [4]. Квантовые шумы являются следствием фундаментальных ограничений на точность координатных измерений. Сейсмические шумы порождаются целым комплексом геофизических явлений - от микросейсмике до землетрясений и атмосферных явлений на поверхности Земли. Так же, они создаются транспортом, работающим оборудованием - всем тем, что так или иначе связано с деятельностью человека. Сейсмические шумы будут снижаться за счет использования высокоэффективных вибрационных изоляторов.

Следующим важным источником шума являются тепловые флуктуации. Согласно флуктуационно-диссипационной теореме, на систему, находящуюся в термодинамическом равновесии с термостатом, действует флуктуационная сила  $F_{фл}$ . Эта сила определяет уровень теплового шума. Спектральная плотность мощности флуктуаций силы определяется выражением:

$$S_F^2 = 4k_B T N(\omega),$$

где  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура,  $N(\omega)$  - механическое сопротивление.

Поскольку движение пробного тела под действием этой силы имеет ту же природу, что и перемещение малой частицы в жидкости от ударов окружающих молекул, его так же принято называть броуновским (или тепловым) шумом. В случае, если рассматривать систему как простейший осцилятор с массой  $m$ , жесткостью  $k$  и коэффициентом вязкого трения  $\chi$ , её уравнение движения:

$$m\ddot{x} + \chi\dot{x} + kx = F_{фл}$$

где  $-kx = F_{фл}$  — возвращающая сила. Можно получить импеданс:

$$Z = \chi + i\omega m + \frac{k}{i\omega}$$

Решив уравнение движения получаем:

$$S_x^2(\omega) = \frac{4k_B T \chi}{\chi^2 \omega^2 + (k - m\omega^2)^2}$$

Зависимость  $S_x^2(\omega)$  имеет резонансный пик, ширина которого зависит от добротности осциллятора: спектральная плотность вне резонанса тем меньше, чем больше добротность. Отсюда следует простое правило повышения чувствительности: резонансные частоты всех внутренних мод колебаний пробного тела и его опоры (подвеса) должны лежать вне диапазона, в котором производятся измерения, а их добротности должны быть максимальными. Максимальные достигнутые добротности для внутренних мод кварцевых зеркал, маятниковых мод их колебаний на кварцевых нитях и струнных мод колебаний таких нитей превышают  $= 10^8$  [5].

Из классической термодинамики известно, что, если мысленно разбить твердое тело, находящееся в состоянии теплового равновесия, на отдельные части объемом  $V$  каждая, мгновенная температура в них будет отличаться. Флуктуации температуры от объема  $k$  к объему зависят от плотности  $\rho$  и теплоемкости  $C_V$ :

$$\langle \delta T^2 \rangle = \frac{k_b T^2}{\rho C_V V}$$

Было показано, что если коэффициент теплового расширения пробного тела отличен от нуля, то температурные флуктуации приведут к случайным «вспучиваниям» поверхности. Поскольку датчики регистрируют положение пробного тела, измеряя смещение его поверхности, этот эффект будет имитировать колебания тела, как целого. Такой шум получил название термоупругого [6].

Избыточные шумы могут быть вызваны вязким течением материала в нитях подвесов, движением неоднородностей и развитием микротрещин [7]. Такие шумы являются нестационарными, то есть состоят из отдельных, редких импульсов. Схема совпадений является эффективным методом фильтрации таких шумов, однако, при высокой интенсивности шума и длительном времени наблюдения, возможны случайные совпадения, имитирующие полезный сигнал.

### 3. Переход к криогенным температурам. Возможный выигрыш.

Чувствительность интерферометрических детекторов на частотах 100 Гц – 1 кГц ограничена тепловыми шумами из-за механических потерь в пробных массах и, в первую очередь, в многослойных отражающих покрытиях.

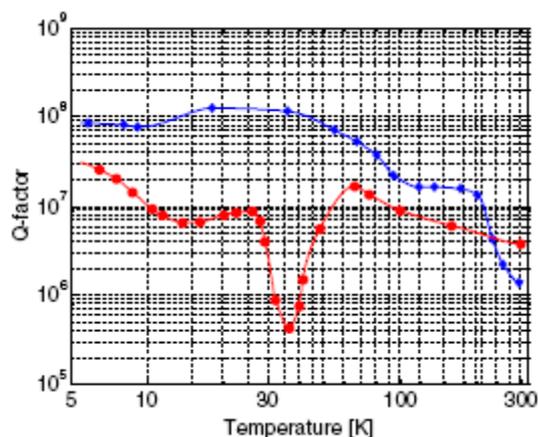
Многочисленные попытки усовершенствовать технологию нанесения покрытий пока не привели к существенному снижению механических потерь. В то же время, спектральная плотность флуктуаций координаты зеркала, вызываемых тепловыми шумами, пропорциональна корню квадратному из температуры. Таким образом, понижение температуры до 30 К может позволить повысить чувствительность детектора в 3 раза, что, в свою очередь, увеличит число потенциальных источников, сигнал от которых может быть обнаружен, в 27 раз. Теоретически, переход к температуре жидкого гелия (4.2 К) дает десятикратный выигрыш по чувствительности, однако, технически это трудно осуществимо.

Следует учесть, что потери в твердых телах (механическое сопротивление  $H$ ) зависят от температуры. У плавленого кварца потери при понижении температуры растут, но известно несколько материалов, у которых потери уменьшаются с температурой.

Так, в [8] приводятся результаты экспериментов с монокристаллами сапфира, для которых на частоте 38 кГц была получена добротность порядка  $10^8$  при температуре 4.2 К.

В работе [9] был исследован монокристаллический флюорид кальция в диапазоне температур от 5 до 300 К. Оказалось, что он имеет наибольшую добротность, достигнутую на сегодняшний день -  $3 \times 10^8$  при 60 К.

Также, перспективным материалом для изготовления пробных масс криогенных детекторов гравитационных волн можно считать кристаллический кремний. Хотя в видимом диапазоне кремний не пропускает свет, на длине волны 1.06 мкм он прозрачен и оптические потери в нем достаточно малы. В работе [10] было показано, что механическая добротность кремниевых осцилляторов при низких температурах может превышать  $10^8$ .



Для изготовления криогенных пробных масс возможно также использование кристаллического кварца. На графике 1 изображена зависимость добротности кремния ( $\diamond$ ) и кристаллического кварца ( $\bullet$ ) от температуры [11]. Как видно, кремний имеет достаточно высокую добротность при температуре 20-30 К.

Переход к низким температурам требует так же применения новых материалов для подвеса пробных масс. В работе [12] была предложена и реализована технология изготовления кремниевых нитей для подвеса зеркал. Измеренная добротность для струнной

моды с частотой 6 кГц составила  $\sim 10^6$ , обсуждаются пути ее повышения. Также, существует технология, позволяющая изготавливать стержни диаметром порядка 2 мм из сапфира. Согласно [13], такие стержни можно использовать для подвеса сапфировых пробных масс, а их добротность может быть достаточно высокой.

#### 4. Переход к криогенным температурам: возникающие проблемы.

Переход к криогенным температурам требует решения большого количества технологических проблем. Перечислим коротко некоторые из них:

1. Необходимость обеспечения теплоотвода от массивных зеркал в условиях глубокого вакуума. В проекте LCGT [13], вся криогенная система будет содержать 8 криостатов, 32 криогенные трубы и 32 холодильника. Производительность тепла от главных зеркал оценивается в 290 мВт для входных пробных масс и в 40 мВт для окончательных пробных масс.
2. Серьезную проблему представляет способ крепления подвесов к зеркалам. Известны свойства гладких поверхностей, между которыми, при их соприкосновении, из-за очень маленького расстояния возникают силы Ван-дер-Ваальса, что вызывает сильное склеивание этих поверхностей. Однако, при изменении температуры оптический контакт различных материалов может нарушаться из-за различия в коэффициентах теплового расширения. Ещё одним способом является склеивание поверхностей, но это влечет за собой появление дополнительных неровностей в соединении, микротрещин и появление дополнительных шумов от материала, из которого изготовлено склеивающее вещество. Так же, температурные перепады, которые будут возникать при работе с интерферометром, выдержит не каждый клей. Последней разработкой креплений подвеса к зеркалу стала “сварка” двух сапфировых поверхностей [13].
3. Проблемой перехода к криогенным температурам так же будут дополнительные вибрации от работы холодильников.
4. На чувствительность повлияет появление «иней» на зеркалах: даже в высоком вакууме остаются частицы, которые могут оседать на холодную поверхность пробных масс.
5. Хотя в литературе [14] сообщается о том, что зеркала на основе покрытий  $Ta_2O_5/SiO_2$  могут быть использованы при низкой температуре, влияние охлаждения на их оптические и механические свойства требует дальнейшего изучения.
6. Вопрос об избыточных механических шумах в низкотемпературных подвесах пробных масс, по-видимому, пока не рассматривался. Поскольку любые структурные изменения в твердом теле (развитие микротрещин, движение дислокаций) происходят под влиянием термической активации, можно надеяться, что понижение температуры приведет к снижению избыточных шумов. С другой стороны, конструкции из материалов, имеющих различные коэффициенты теплового расширения, могут испытывать значительные напряжения при охлаждении и становиться источником акустической эмиссии.

## Закключение.

Переход к криогенным детекторам следует рассматривать как возможный путь дальнейшего развития гравитационно-волновой астрономии, однако, для успешной реализации таких детекторов необходимо решить много проблем как технологического, так и фундаментального характера.

## Список литературы.

1. Weber J., Gravitational Radiation from the Pulsars, Phys. Rev. Lett. v.21, p.395 (1968).
2. B. Abbott, R. Abbott, R. Adhikari et al., First upper limits from LIGO on gravitational wave bursts, Phys. Rev.D, v.08, p.69 (2004)
3. L.Ju, D. G.Blair and C. Zhao, Detection of gravitational waves, Rep. Prog. Phys. 63 (2000)
4. Биленко И.А., Тепловые и избыточные механические шумы в экспериментах с пробными телами, 2008.
5. Saulson P.R., Thermal noise in mechanical experiments, Phys. Rev. D, v.42,8, p.2437 (1990)
6. Braginsky V.B., Vyatchanin S.P., Thermodynamical fluctuations in optical mirror coatings, Phys. Lett. A, v.312, p.244-255 (2003)
7. Dykhne A.M., Zosimov V.V., Rybak S.A., Manukin A.B., Theoretical and experimental study of excess noise in elastic solids Physica A, v. 241, p.94-101 (1997)
8. Брагинский В.Б., Митрофанов В.П., Панов В.И., Системы с малой диссипацией М.: Наука 1981.
9. Nawrodt R., Zimmer A., Koettig T. et. al. European Physical Journal-Applied Physics v.38, p. 53, (2007).
10. McGuigan D. F., Lam C. C., Gram R. Q., et. al., J. Low Temp. Phys., v. 30, p. 621 (1978).
11. Nawrodt R., Zimmer A., Nietzsche S. et. al. Cryogenics v.46, p. 718, (2006).
12. Alshourbagy M, Amico P., Bosi et. al., Class. Quantum Grav. v. 23, p.S277 (2006).
13. Kazuaki Kuroda, Nobuyuki Kanda, Masatake Ohashi, et. al., Progress of Theoretical Physics Supplement, No. 163, p.54 (2006).
14. A. Ueda et al., Opt. Rev. V.3, p. 369 (1996).