

07; 12

© 1992

БЕЗДИСПЕРСИОННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СВЕХМАЛЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Ю.В. Т р о и ц к и й

В задаче регистрации гравитационных волн основные надежды сейчас связаны с использованием оптических интерферометров. При современном уровне технологии многолучевые интерферометры (И) в принципе позволяют регистрировать перемещение порядка 10^{-20} м/Гц^{1/2} при выделяемой в И мощности 1 Вт для тех случаев, когда чувствительность определяется дробовыми шумами и нагревом интерферометра от падающего света [1]. Если база И равна l , и мы хотим ее измерить с точностью Δl , то должны иметь лазер с относительной шириной спектра $\Delta\lambda/\lambda < \Delta l/l$. Даже если взять очень короткий интерферометр, например, $l = 10^{-6}$ м, то для измерения перемещений $\Delta l \sim 10^{-20}$ м необходимо обеспечить условие $\Delta\lambda/\lambda < 10^{-14}$, что близко к рекордным значениям ширины спектра и стабильности, достигнутым в лазерах.

Однако при очень малых значениях l имеется возможность изготовитель И, малочувствительный к изменению частоты света и одновременно с этим сохраняющий чувствительность к изменениям l .

Условие резонанса в двухзеркальном интерферометре Фабри-Перо имеет вид

$$4\pi l/\lambda - \psi_1 - \psi_2 = 2\pi m, \quad (1)$$

где ψ_1 и ψ_2 — фазы отражения от зеркал, m — целое число. Все три слагаемых в левой части зависят от частоты, и только первое — от l . Задача заключается в том, чтобы подобрать зеркала с функциями $\psi_1(\lambda)$ и $\psi_2(\lambda)$, которые компенсировали бы дисперсию члена $4\pi l/\lambda$ хотя бы в узком частотном интервале. Для обычных четвертьволновых диэлектрических зеркал в области высокого отражения $d\psi/d\lambda > 0$, т.е. зеркала как бы „удлиняют“ интерферометр и увеличивают его частотную дисперсию. Однако существует возможность модифицировать функцию $\psi(\lambda)$, изменяя структуру зеркал. В нашем случае требуется $d\psi/d\lambda < 0$.

Предположим, что для длины волны λ_1 резонанс И имеет место при $l = l_1$. Тогда для $\lambda = \lambda_1 + \Delta\lambda$, согласно (1), резонансная длина равна $l = l_1 + \Delta l$,

$$\Delta l = \alpha_1 \cdot \Delta\lambda + \alpha_2 \cdot (\Delta\lambda)^2 + \dots, \quad (2)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{1}{4\pi} \left[\psi_1 + \psi_2 + \lambda \frac{d(\psi_1 + \psi_2)}{d\lambda} + 2\pi m \right] \lambda = \lambda_L, \quad (3)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{8\pi} \left[2 \frac{d(\psi_1 + \psi_2)}{d\lambda} + \lambda \frac{d^2(\psi_1 + \psi_2)}{d\lambda^2} \right] \lambda = \lambda_1 \quad (4)$$

и т.д.

Мы нашли несколько вариантов расположения слоев в многослойном диэлектрическом зеркале, которые позволяют на одной частоте сделать равным нулю старший член ряда (2), $\alpha_1 = 0$. На рис. 1 показана расчетная зависимость фазы отражения ψ от длины волны λ для 21-слойного зеркала со структурой $(HL)^2 x H(LH)^3 G$. Здесь буквой H обозначен слой диэлектрика с показателем преломления n_H и оптической толщиной $\lambda_0/4$, L — такие же четвертьволновые слои диэлектрика n_L , G — подложка с показателем преломления n_G ; xH — слой диэлектрика n_H с оптической толщиной $x\lambda_0/4$. При расчете были приняты значения $n_H = 2.3$, $n_L = 1.35$ и $n_G = 1.46$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют $x = 2$, $x = 2.02$ и $x = 2.08$. Видно, что на каждой кривой есть участок, где $d\psi/d\lambda < 0$ при высоком коэффициенте отражения зеркала R .

Полученные функции $\psi(\lambda)$ подставлялись в (1), и находились значения резонансной длины интерферометра l , $l > 0$, представленные на рис. 2 кривыми 1, 2, и 3, которые соответствуют кривым рис. 1. Считалось, что зеркала H одинаковы: $\psi_1 = \psi_2 = \psi$; $m = -1$. Кривая 1 при $x = 2$ имеет один экстремум (точка А), кривые 2 и 3 — по 2 экстремума (точки В и С, Д и Е). В этих точках $\alpha_1(\lambda) = 0$ и отсутствует дисперсия интерферометра в том смысле, что изменение λ не сдвигает резонансную длину l . В то же время высокая чувствительность к изменению l сохраняется. В точках экстремумов $R = 0.97$. Таким образом, в принципе можно реализовать „бездисперсионный“ измеритель перемещений.

Сделаем оценку получаемого выигрыша. Например, вблизи точки Д зависимость смещения Δl резонансной длины от λ , как показывает обмер графика рис. 2, имеет вид $\Delta(l/\lambda_0) = 160 [\Delta(\lambda/\lambda_0)]^2$. Возьмем легко достижимую в случае газовых лазеров величину нестабильности $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-8}$. Тогда в окрестности точки Д получаем $\Delta l/\lambda \sim 1.6 \cdot 10^{-14}$. Если взять $\lambda = 0.5 \cdot 10^{-6}$ м, то получается $\Delta l \sim 0.8 \cdot 10^{-20}$ м. Это представляет оценку порядка величины измеряемых перемещений, при которых на работу H начинает влиять некогерентность источника. Для сравнения, на линейном участке кривой 3 имеем $\Delta(l/\lambda_0) \approx 0.6 \cdot \Delta(\lambda/\lambda_0)$, и при тех же значени-

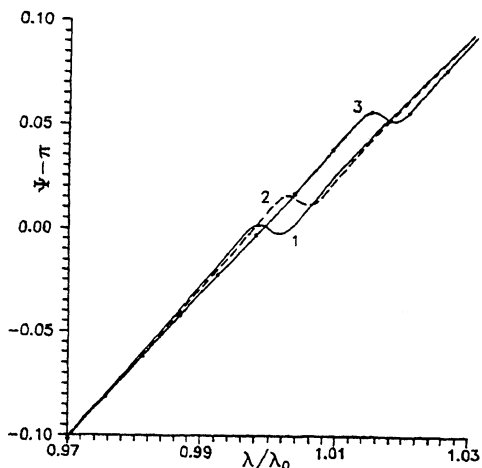


Рис. 1. Зависимость фазы отражения от длины волны для трех вариантов структуры 21-слойного диэлектрического зеркала. Все слои имеют оптическую толщину $\lambda_0/4$, за исключением 7-го слоя (считая от подложки), для которого толщина равна $2\lambda_0/4$ (кривая 1), $2.02\lambda_0/4$ (кривая 2) или $2.08\lambda_0/4$ (кривая 3).

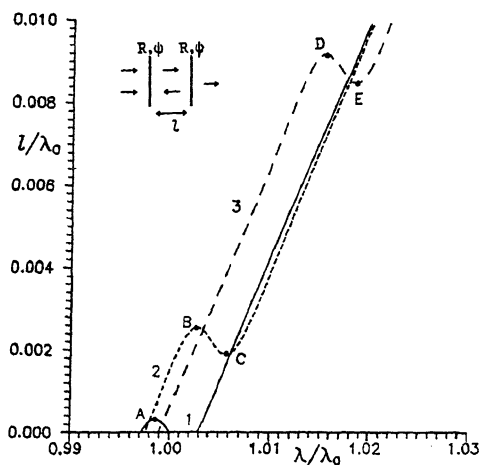


Рис. 2. Зависимость резонансной длины интерферометра l от длины волны падающего света λ для трех вариантов зеркал. В точках А, В, С, D и Е настройка интерферометра не зависит от длины волны.

ях ширины спектра источника и длины волны λ получаем $\Delta l \sim 0.3 \times 10^{-14}$ м. Такая же оценка Δl получается при использовании обычных диэлектрических зеркал, в которых все слои четвертьволновые. Таким образом, для данного конкретного примера переход на „бездисперсионный“ вариант интерферометра позволяет на 6 по-

рядков увеличить чувствительность к перемещениям, если она определяется шириной спектра источника. Вместо этого можно перейти к более простым лазерам, например, полупроводниковым.

Можно высказать предположение, что описанный метод открывает путь к новому варианту экспериментальной реализации оптических интерференционных детекторов гравитационных волн. Возможно дальнейшее совершенствование метода – например, увеличение базы интерферометра, получение более „плоской“ характеристики $I(\lambda)$, т.е. выполнение условий $a_2 = 0$, $a_3 = 0$ и т.д.

Необходимо также разрешить вопрос об увеличении эффективного коэффициента отражения зеркал в рабочей точке и преодолеть экспериментальные трудности, связанные с малой базой интерферометра.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Т р о и ц к и й Ю.В. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. С. 2039-2044.

Поступило в Редакцию
29 мая 1992 г.
В окончательной редакции
15 ноября 1992 г.