

Космический интерферометр Майкельсона с неравными плечами

М.В. Сажин,^{1,а} О.А. Ивлев,^{2,б} В.К. Милуков^{1,в}

¹ Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
Россия, 119234, Москва, Университетский пр, д. 13

² АО «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения»
Россия, 111024. Москва, ул. Авиамоторная, д. 53

Рассмотрены принципы и технические требования использования классического интерферометра Майкельсона в качестве дальномера в космической группировке для измерения параметров гравитационного поля Земли.

Ключевые слова: гравитационное поле Земли, интерферометр, транспондер, гравиметрия.

УДК: 521, 52-336, 520.6.05. PACS: 91.10.-v.

ВВЕДЕНИЕ

В последние два десятилетия происходит бурное развитие методов космической гравиметрии и градиентометрии. Особенным успехом завершились космические миссии CHAMP [1], GRACE [2], GOCE [3], а также GRAIL [4]. Детальное описание этих космических миссий дано в обзорных статьях (например, [5]).

Для изучения и картирования гравитационного поля Земли активно используются группировки космических аппаратов (КА). Ключевым научным оборудованием такой группировки является электромагнитная система радио и/или оптического диапазона. Эта система позволяет с высокой точностью измерять вариации расстояния между КА, которые обусловлены изменениями гравитационного поля вдоль траектории полета спутников.

Можно условно выделить два поколения в создании и реализации таких космических группировок. К первому поколению относятся группировки GRACE и GRALE, на которых для измерения расстояний между спутниками были использованы микроволновые системы K (24 ГГц) и Ka (32 ГГц) диапазонов (соответственно длины волн $\lambda_K = 1.25$ см и $\lambda_{Ka} = 0.94$ см). Ко второму поколению можно отнести группировку GRACE FO, успешно выведенную на орбиту в мае 2018 г. [6], а также китайскую группировку TQ2, которая планируется к запуску в 2023–2024 гг. [7].

Две группировки первого поколения содержат два идентичных КА, находящихся на одинаковых орбитах, близких к полярным (наклон 89°), высотой порядка 500 км.

Существенное отличие группировок второго поколения от первого состоит в том, что КА несут дополнительный инструментарий — лазерную интерферометрическую систему. Так, спутники GRACE FO, помимо микроволнового оборудования, идентичного GRACE, оснащены лазерной системой с Nd:YAG лазером, который работает на длине волны $\lambda = 1064$ нм. Точность измерений расстояний между спутниками в группировке GRACE состави-

ла примерно 1 мкм, а в группировке GRACE FO достигла 1 нм.

Лазерные интерферометры станут обязательным инструментом в космических детекторах гравитационных волн, в частности LISA [8] и TIANQIN [9]. Требуемая точность измерения вариаций длин плеч интерферометра в космическом гравитационно-волновом (ГВ) детекторе должна быть порядка 1 пм.

В настоящее время в космических лазерных интерферометрах применяется технология транспондера. На каждом КА установлены идентичные интерферометры с лазерными источниками, стабилизированными по частоте. Лазер КА-1 производит когерентный пучок света, который должен обеспечить интерференцию между локальным лазерным лучом данного КА и принятым лучом от удаленного КА. После того, как лазерный луч КА-1 проходит межспутниковое пространство и достигает КА-2, оптическая система автоподстройки фазы синхронизирует фазу излучения лазера КА-2 с фазой принятого слабого светового сигнала. Затем луч лазера КА-2 направляется обратно на КА-1. Информация о длине двойного пути светового луча содержится в разности фаз между опорным лучом КА-1 и принятым слабым световым сигналом. Это базовый принцип работы лазерной интерферометра транспондерного типа, который также является интерферометром с неравными плечами. Лазерная интерферометрия транспондерного типа используется как в космической гравиметрической группировке, так и в космическом ГВ-детекторе. Отметим, что в первом случае лазерный интерферометр работает в режиме дальномера, измеряющего расстояние (точнее — изменение расстояния) между двумя КА, удаленными друг от друга на ~ 200 км.

Космический ГВ-детектор, базирующийся на трех идентичных КА, состоит как минимум из двух интерферометров транспондерного типа, которые образуют два плеча детектора. Длины плеч могут быть порядка 10^5 – 10^6 км, а разность длин плеч может достигать 300 000 км. При этом временная задержка сигналов в разных плечах может составлять 1 с. В данном случае неравноплечими интерферометрами являются как плечи ГВ-детектора, так и сам детектор.

Несмотря на ряд очевидных преимуществ, которые имеет транспондерная технология (в первую очередь существенное усиление мощности «отраженного» лазерного луча за счет использования лазерного

^а E-mail: miksazhin@yandex.ru

^б E-mail: spectralab@yandex.ru

^в E-mail: vmilyukov@yandex.ru

излучения КА-2), тем не менее она заметно усложняет и удорожает реализацию космической лазерной интерферометрии. С этой точки зрения реализация классической схемы интерферометра Майкельсона с пассивным отражающим элементом на КА-2 может иметь определенные преимущества.

Как в космическом транспондерном интерферометре, так и в космическом интерферометре Майкельсона требуется получить интерференцию между лучами, разность фаз между которыми составляет гигантскую величину. Таким образом, достижение высокой когерентности лазерного излучения является ключевой проблемой реализации космических лазерных интерферометров.

Цель данной работы — показать, что при выполнении определенных условий интерферометр Майкельсона может быть использован в качестве измерителя дальности в космической группировке для измерения параметров гравитационного поля Земли.

1. КОГЕРЕНТНОСТЬ ПЕРВОГО ПОРЯДКА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим свойства электрического поля света, излучаемого лазером. Будем полагать, что оптические свойства света можно описать одномерными величинами, т.е. лазер можно описать предельно длинной полостью. Кроме того, будем полагать, что полуширина линии излучения значительно превышает расстояние между нормальными модами [10].

Пусть $E(t)$ — электрическое поле излучения на выходе из лазера. Представим его в виде интеграла Фурье:

$$E(x, t) = \frac{L}{\pi c} \int_0^\infty d\omega E(\omega) e^{(ikx - i\omega t)}.$$

Здесь $\omega = ck$, а множитель $\frac{L}{c}$ введен для того, чтобы $E(x, t)$ и $E(\omega)$ имели одинаковую размерность. В качестве L удобнее выбрать размер резонатора лазера, c — скорость света.

Электрическое поле в лазере испытывает случайные флуктуации, вызванные несколькими физическими причинами, поэтому $E(x, t)$ и $E(\omega)$ являются случайными полями. Усреднение по реализациям будем стандартно обозначать угловыми скобками $\langle E \rangle$.

Будем полагать, что спектральное распределение лазерного излучения описывается лоренцевой функцией частоты ω . Спектральное распределение поля можно выразить через среднюю интенсивность пучка I следующим образом:

$$\langle |E_\omega|^2 \rangle = \frac{2I}{L} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}.$$

Таким образом, ширина линии излучения есть 2γ . Кроме того, выбрана система единиц, в которой электрическая проницаемость вакуума равна единице.

Интерференционная картина описывается корреляционной функцией первого порядка. Эта функция есть:

$$\langle E(x_1, t_1) E^*(x_2, t_2) \rangle = \frac{L}{\pi c} \int_0^\infty d\omega \langle |E_\omega|^2 \rangle e^{i\omega\tau}, \quad (1)$$

где

$$\tau = t_1 - t_2 - \frac{(x_1 - x_2)}{c}. \quad (2)$$

Подставим в (1) выражение для спектральной плотности излучения и получим корреляционную функцию первого порядка:

$$\langle E(x_1, t_1) E^*(x_2, t_2) \rangle = \frac{2I}{c} e^{i\omega_0\tau} e^{-\gamma|\tau|}.$$

Вместо полуширины линии γ можно использовать время корреляции τ_c :

$$\tau_c = 1/\gamma.$$

2. ПРИНЦИП РАБОТЫ ЛАЗЕРНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Рассмотрим основные принципы измерения вариации расстояния оптическими интерферометрами. В качестве примера рассмотрим измерения вариации расстояний интерферометром Майкельсона с неравными плечами. На рис. 1 показан упрощенный вариант интерферометра Майкельсона.

Свет от лазера проходит через полупрозрачное зеркало M_0 и разделяется на два пучка. Первый пучок попадает в первое плечо длиной L_1 , отражается от зеркала M_1 и возвращается на полупрозрачное зеркало M_0 . Первое плечо имеет переменную длину, которая зависит от времени и меняется на меньшую величину $\delta L = l(t) \ll L_1$. Второй пучок света попадает во второе плечо длиной L_2 . Длина этого плеча не меняется, причем $L_2 < L_1$. Второй пучок отражается от зеркала M_2 и возвращается на полупрозрачное зеркало M_0 . Первый пучок отражается от зеркала M_0 , тогда как второй пучок проходит через полупрозрачное зеркало M_0 и оба пучка попадают на фотоприемник P .

В этой упрощенной модели интерферометра не учитываются осложнения, вызываемые конечным диаметром источника, а также соответствующая непараллельность пучка, который освещает экран. В рассматриваемой модели основное внимание уделяется только эффектам вариаций интенсивности, которые вызываются движением зеркала M_1 . Однако при строгом анализе вышеуказанные факторы необходимо принимать во внимание.

После того, как свет пройдет расстояние (L_0) от лазера до полупрозрачного зеркала M_0 , электрическое поле будет иметь сдвиг по фазе или сдвиг по времени $E(t - L_0/c)$. Когда пучок света достигнет зеркала M_1 , сдвиг по времени увеличится и значение амплитуды поля будет иметь вид:

$$\mathbf{E}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{E}(t - L_0/c - L_1/c - \delta L(t)/c).$$

После того, как пучок света возвратится на полупрозрачное зеркало M_0 , сдвиг по времени еще больше увеличится и значение поля будет

$$\mathbf{E}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{E}(t - L_0/c - 2L_1/c - l(t)/c).$$

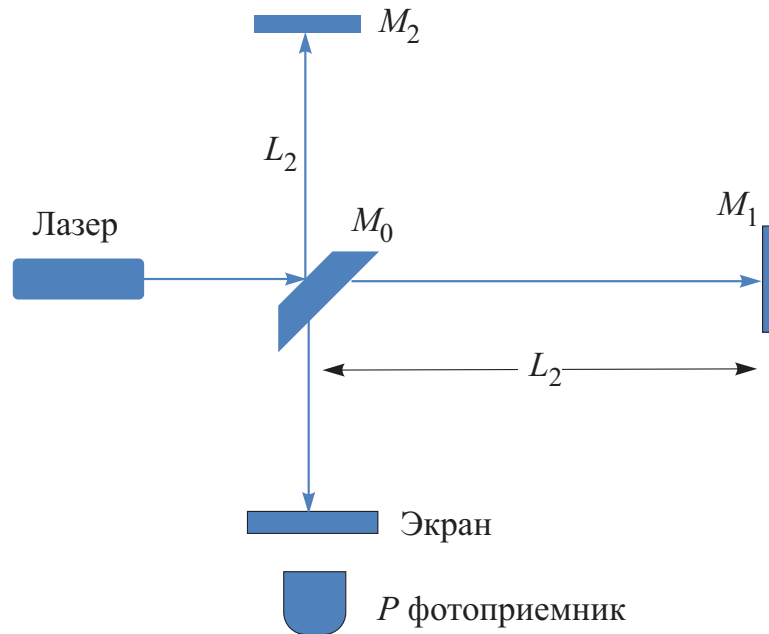


Рис. 1. Упрощенный вариант интерферометра Майкельсона

Аналогичную величину можно вычислить для второго пучка света, когда он возвратится на полупрозрачное зеркало M_0 :

$$\mathbf{E}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{E}(t - L_0/c - 2L_2/c).$$

Далее свет обоих пучков достигает фотоприемника P . Значение поля на фотоприемнике будет

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_p(t) &= \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{E}(t - L_0/c - 2L_1/c - l(t)/c - L_3/c) + \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2}} \mathbf{E}(t - L_0/c - 2L_2/c - L_3/c), \end{aligned}$$

где L_3 — расстояние от полупрозрачного зеркала до фотоприемника. Здесь и далее обозначения L_0/c , L_1/c , L_2/c , L_3/c , $l(t)/c$ — это времена распространения света на описанных пространственных промежутках, т.е. длина пути, деленная на скорость света.

Интенсивность света на фотоприемнике, усредненная по периоду колебаний, имеет вид

$$I_p = \frac{c}{2} \left\{ \langle |\mathbf{E}_1|^2 \rangle + \langle |\mathbf{E}_2|^2 \rangle + \langle \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 \rangle + \langle \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* \rangle \right\}. \quad (3)$$

Интенсивность (3) определяет картину интерференции. Появляется чередование светлых и темных полос. В данном случае время усреднения больше времени когерентности τ_c хаотического света, поэтому для сравнения теории с экспериментом I_p необходимо усреднить по временному промежутку, большему τ_c . В этом случае угловые скобки в (3) обозначают средние значения по временам, много большим τ_c .

Считая световой источник стационарным, эти средние значения можно вычислить на основе эргодической теоремы как средние по ансамблю для

статистического распределения, которое описывает созданное источником поле.

Фигурные скобки в (3) содержат 4 члена. Первые два дают интенсивности первого и второго пучков света. Третий и четвертый члены являются корреляционными функциями первого порядка для полей электромагнитных волн, прошедших по разным путям (1). Они явно зависят от τ (2).

Значение τ определяется только разностью времен, поскольку в (2) x_1 и x_2 определяются положением фотоприемника и имеют одинаковое значение $x_1 = x_2$:

$$c\tau = 2(L_1 - L_2) + l(t).$$

Значение интенсивности света на фотоприемнике I_p , выражается в зависимости от интенсивности света на выходе лазера как

$$I_p = I + I \cos \omega_0 \tau_0 e^{-\gamma \tau}.$$

Будем считать, что смещение $l(t)$ значительно меньше длины волны, так что $\omega_0 l(t) \ll 1$. Тогда приближенная формула для переменной части интенсивности света на фотоприемнике вплоть до первой степени по величине $\omega_0 l(t)$ определяется выражением

$$\begin{aligned} I_p &= I + I \cos \frac{2\omega_0}{c} (L_1 - L_2) e^{-2\gamma(L_1 - L_2)} - \\ &- 2I \sin \left[\frac{2\omega_0}{c} (L_1 - L_2) + \frac{2\omega_0}{c} l(t) \right] e^{-2\gamma(L_1 - L_2)}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь мы пренебрегли членом, который содержит малую величину $\gamma l(t)$, поскольку $\gamma \ll \omega_0$.

Выберем рабочую точку интерферометра $\frac{2\omega_0}{c} (L_1 - L_2) = 2\pi$, тогда переменная часть интенсивности света на фотоприемнике есть:

$$\delta I_p = I \sin \left[\frac{2\omega_0}{c} l(t) \right] e^{-2\gamma(L_1 - L_2)}. \quad (5)$$

Первые два сомножителя в формуле (4) содержат стандартные члены для интерферометра Майкельсона: интенсивность первичного пучка света и отношение вариации длины плеча интерферометра к длине волны лазера. Последний член (5) (экспоненциальный) содержит подавляющий множитель ε_n , который зависит от отношения разности размеров двух плеч и времени когерентности лазера:

$$\varepsilon_n = \exp \left\{ -\frac{2(L_1 - L_2)}{c\tau_c} \right\}.$$

Введем обозначение для корреляционной длины лазера $l_c = c\tau_c$.

Интерферометр с плечами разной длины будет давать четкую интерференционную картину в том случае, когда разность длин плеч не превышает l_c . При разности длин плеч больше l_c интерференционная картинка будет «замыта».

Отметим, что в формуле (5) выписан переменный член в виде $\sin \left[\frac{2\omega_0}{c} l(t) \right]$, поскольку величина $l(t)$ может содержать не только «сигнальный» член, происходящий из-за вариаций гравитационного поля Земли, но и регулярные члены, связанные с движением по орбите вокруг Земли.

3. О ПРАКТИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗУЕМОСТИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА СО СВЕРХДЛИННЫМ РАБОЧИМ КАНАЛОМ

В предыдущих параграфах мы рассматривали идеальный интерферометр. Теперь сделаем некоторые оценки технической реализуемости интерферометра со сверхдлинным рабочим каналом.

Для оценки параметров системы из двух КА на орбите Земли напишем уточненные выражения:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= a\mathbf{E}(t - L_0/c - 2L_1/c - l(t)/c), \\ \mathbf{E}_2 &= b\mathbf{E}(t - L_0/c - 2L_2/c). \end{aligned}$$

Здесь a — доля излучения, прошедшая рабочую ветвь интерферометра и возвращенная на фотоприемник, b — доля исходного пучка, прошедшая опорную ветвь интерферометра и возвращенная на фотоприемник.

Сравним уровни оптических сигналов в транспондерном гетеродинном интерферометре (ТГИ) и классическом интерферометре Майкельсона (КИМ).

Пусть оптический блок интерферометра с выходной апертурой D_n располагается на КА-1, а в рабочей ветви интерферометра на КА-2 установлен уголкового отражателя с апертурой D_{yo} . В интерферометре установлен лазер, излучение которого имеет мощность P_l , длину волны λ_l , расходимость w_n , большую длину когерентности $L_k \gg 2L_1$, где L_1 — расстояние между КА.

Здесь вариация временной задержки в рабочем канале интерферометра зависит от относительного линейного смещения двух КА:

$$l(t) = \frac{2}{c} \int v(t) dt.$$

Требования к параметрам КА аналогичны требованиям к миссии «GRACE Follow On» [11] и представлены в табл. 1.

Сравним параметры транспондерного гетеродинного интерферометра (ТГИ) и классического интерферометра Майкельсона (КИМ).

Излучение, вышедшее из интерферометра на КА-1, сформирует пятно на КА-2 диаметром (одинаковым для ТГИ и КИМ):

$$D_2 = D_n + w_n L_1$$

и, учитывая гауссово распределение энергии в пятне для одномодового лазера, с плотностью мощности в центре пятна:

$$I_2 = \frac{2k_T P_l}{\pi D_2^2/4},$$

где k_T — коэффициент пропускания оптического тракта на передачу (transmission) в интерферометре.

Уголкового отражателя с коэффициентом отражения k_{yo} и с диаграммой w_{yo} сформирует на КА-1 пятно с диаметром (для КИМ):

$$D_1 = D_{yo} + w_{yo} L_1$$

и с интенсивностью в центре пятна:

$$I_1 = \frac{2k_{yo} I_2 \pi D_{yo}^2/4}{\pi D_1^2/4} = 2k_{yo} I_2 \frac{D_{yo}^2}{D_1^2}.$$

К фотоприемнику из рабочей ветви возвратится поток (одинаковое для ТГИ и КИМ):

$$P_1 = k_R I_1 \frac{\pi D_n^2}{4},$$

где k_R — коэффициент пропускания оптического тракта на прием (receiving) в интерферометре.

Для ТГИ:

$$P_1 = 4k_T k_R \frac{D_n^4}{(D_n + w_n L_1)^4} P_l = a_{\text{ТГИ}} P_l.$$

Для КИМ

$$\begin{aligned} P_1 &= 4k_{yo} k_T k_R \frac{D_n^2 D_{yo}^2}{(D_n + w_n L_1)^2 (D_{yo} + w_{yo} L_1)^2} P_l = \\ &= a_{\text{КИМ}} P_l. \end{aligned}$$

Расходимости определим как дифракционные, по уровню первого минимума распределения Эри:

$$w_{yo} = \frac{2,44\lambda_l}{D_{yo}},$$

$$w_n = \frac{2,44\lambda_l}{D_n}.$$

Пропускание опорного канала:

$$b = k_{\phi} (1 - k_R),$$

Таблица 1. Требования к орбите, пространственной ориентации и стабилизации космических аппаратов

| № | Параметры | Данные |
|----|---|-----------------------------|
| 1 | Высота орбиты | 425 км |
| 2 | Период обращения | 92,9 мин |
| 3 | Наклонение | 89 град |
| 4 | Расстояние между аппаратами вдоль орбиты | 170–270 км |
| 5 | Расстояние между аппаратами поперек орбиты | <27 км |
| 6 | Скорость перемещения по орбите | 7,8 км/с |
| 7 | Максимальная скорость относительного движения | <3м/с |
| 8 | Диапазон смещений корпуса КА | ±7,5 угл. мин. |
| 9 | Погрешность наведения корпуса КА по целеуказанию | 1 угл. мин. (300 мкрад) |
| 10 | Допустимое рассогласование по тангажу, крену, рысканию для каждого аппарата | ±20 угл. с (±100 мкрад) |
| 11 | Флуктуации наведения космического аппарата | 30 мкрад·Гц ^{-1/2} |
| 12 | Стабилизация космических аппаратов | <1 угл.мин./с |

Таблица 2. Параметры фотоприемников интерферометра

| | |
|---|-----------|
| Максимальная мощность на прием | 1 нВт |
| Эффективная мощность на прием при идеальном наведении | 200 пВт |
| Средняя эффективная мощность на прием | ~ 100 пВт |
| Эффективная мощность на прием при ошибке 100 мкрад | > 25 пВт |

где k_f — коэффициент пропускания оптического фильтра, позволяющего балансировать потоки рабочего и опорного каналов интерферометра.

Пусть среднее значение потока на приемнике (SNR), позволяющее эффективно детектировать сигнал с удовлетворительным отношением сигнала к шуму, составляет $P_1 = P_{эфф}$, тогда мощность лазера, достаточная для проведения измерений составит

$$P_l = \frac{2P_{эфф}}{a}$$

Значение эффективной мощности принимаем аналогичным приемникам КА «GRACE Follow On» [11–16], параметры которых близко соответствуют описываемой задаче при полосе частот до 15 МГц для случая идеального наведения (табл. 2).

Оценки по космическому интерферометру для двух вариантов реализации оптической схемы (ТГИ и КИМ) с рабочим каналом $L_1 = 200$ км приведены в табл. 3.

Анализ двух схем построения космического интерферометра показывает, что принципиальными условиями формирования лазерных диаграмм являются: достаточный уровень SNR на приемнике, устойчивость системы наведения и точность сопровождения.

Для ТГИ в миссии «GRACE Follow On» была выбрана расходимость лазерного пучка 67 угл. с, которая позволяет сформировать сигнал на уровне SNR ~ 40, что обеспечивает парирование дрейфа угловой ориентации КА с точностью до 1 угл. мин. Дополнительное использование зеркала наведения с углом

поля зрения 15 угл. мин позволяет обеспечить устойчивую стабилизацию сопровождения с погрешностью не более 20 угл. с и флуктуацией до 30 мкрад·Гц^{-1/2}. При этом автоматически стабилизируется геометрическая конфигурация кластера из двух космических аппаратов, т.к. пеленгационная ошибка, вычисленная по сигналам интерферометра с высокой точностью, используется в контуре управления каждым КА.

Схема КИМ существенно проще, чем схема транспондерного гетеродинного интерферометра. Чтобы получить такой же уровень сигнала в схеме КИМ, необходимо, чтобы лазерная диаграмма на передачу не превышала 10 угл.с. Кроме того, применение уголкового отражателя повышает устойчивость измерений, т.к. автоматически формируется отраженная узконаправленная и точно ориентированная на КА-1 лазерная диаграмма (это позволяет получить выигрыш по энергетическим потерям). К сожалению, схема КИМ не позволяет исключить ошибку флуктуации ориентации второго КА, но зато при этом исключается ошибка захвата фазы в ведомом лазере, что повышает точность измерения разности фаз на приемниках. Уменьшение лазерной расходимости в схеме КИМ ведет к усложнению системы управления и к снижению надежности: усложняется алгоритм наведения, возникает необходимость введения маяков поиска и сопровождения, предъявляются повышенные требования к системам наведения и стабилизации лазерного пучка. При этом возникает техническая проблема стабилиза-

Таблица 3. Сравнительные характеристики интерферометров при одинаковом уровне сигналов на приемнике

| № | Параметр | Обозн. | Ед. изм. | ТГИ | КИМ |
|----|--|-------------|----------|------------------------------|----------------------|
| 1 | Расстояние между КА | L_1 | км | 170–270 | 200 |
| 2 | Поток на фотоприемнике при SNR ~ 40 | $P_{эфф}$ | пВт | 200 | 200 |
| 3 | Длина волны лазера | λ_l | нм | 1064.5 | 1064.5 |
| 4 | Выходная апертура интерферометра (на КА-1) | $D_{и}$ | мм | 15 | 50 |
| 5 | Мощность лазера | P_l | мВт | 50 | 60 |
| 6 | Расходимость лазерного излучения на выходе интерферометра | $w_{и}$ | угл. с | 67 | 11 |
| 7 | Поле зрения системы (диапазон угловых смещений следящего зеркала) | $w_{ос}$ | угл. мин | 15.5 | 15.5 |
| 8 | Коэффициент светораспределения в интерферометре (рабочий/опорный) каналы | k_R/k_T | отн. ед. | 0.72/0.045 | 0.41/0.21 |
| 9 | Коэффициент пропускания светофильтра в опорном канале интерферометра | $k_{ф}$ | отн. ед. | — | 8.1×10^{-4} |
| 10 | Апертура уголкового отражателя (на КА-2) | D_{yo} | мм | — | 100 |
| 11 | Диаграмма уголкового отражателя | w_{yo} | угл. с | — | 5.4 |
| 12 | Коэффициент отражения уголкового отражателя | k_{yo} | отн. ед. | — | 0.8 |
| 13 | Размер лазерного пятна на КА-2 | D_2 | м | 55–88 | 10.4 |
| 14 | Размер лазерного пятна на КА-1 | D_1 | м | 55–88 | 5.3 |
| 15 | Коэффициент потери мощности в рабочем канале | a | отн. ед. | $(8.4..21.4) \times 10^{-9}$ | 6.5×10^{-9} |

ции КА-2 с пассивным отражателем в кластере из двух космических аппаратов.

Обратим внимание на тот факт, что величина $l(t)$ — знакопеременная, она зависит от скорости относительного смещения космических аппаратов. КА находятся на близких орбитах (в пределах погрешностей выведения и стабилизации), и поэтому период обращения у них может немного отличаться. Так, относительная скорость может составлять до ± 3 м/с, что приводит к частоте бега интерференционных полос до 6 МГц. Кроме того, в области нулевых скоростей возникает зона неопределенности счета, а в случае реверса движения — неопределенность знака фазы волнового фронта в интерферометре. Для предотвращения этих ситуаций в опорном канале интерферометра целесообразно применить акусто-оптический модулятор, который сформирует опорную частоту модуляции интерференционной картины ~ 8 –9 МГц и устранил неопределенность направления движения интерференционных полос [17].

Оценим также требования к длине когерентности лазера для обеих схем измерений:

$$\tau_c \geq \frac{2(L_1 - L_2)}{c \cdot (-\ln(\varepsilon_{п}))}$$

Пусть для получения высококонтрастных интерференционных полос величина $\varepsilon_{п}$ будет находиться в пределах от 0.95 до 0.99, тогда для трассы $(L_1 - L_2) \approx 200$ км: $\tau_c \geq 0.026 \dots 0.133$ с

или $l_c = 7800 \dots 40000$ км, т.е. условиям применения данных лазеров вполне соответствуют лазеры с длиной когерентности

$$\frac{\lambda_l^2}{\Delta\lambda_l} = l_c.$$

Тогда требуемая стабильность лазера для космического орбитального интерферометра:

$$\frac{\Delta\lambda_l}{\lambda_l} = \frac{\lambda_l}{l_c} = 1.36 \times 10^{-13} \dots 2.66 \times 10^{-14}.$$

Например, для получения четкой интерференционной картины с $\varepsilon_{п} \approx 0.95$ необходимо иметь лазер со временем когерентности ≈ 60 мс. Отсюда следует, что полоса флуктуации частоты лазера по отношению к средней частоте есть

$$\frac{\delta f}{f} = 8.7 \times 10^{-14}.$$

Таким образом, требования на стабильность лазера не являются предельно высокими.

4. ИСТОЧНИКИ КОГЕРЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В статье [18] авторы описывают лазер с временем когерентности от 11 с до 55 с в зависимости от задачи, которую выполняет лазер с частотой 194 ТГц.

Легко видеть, что в этом случае длина когерентности меняется от 3.3 млн. км до 16 млн. км. Такие лазеры в качестве источников света для получения интерференционной картины можно использовать в неравноплечных космических интерферометрах. Причем разность плеч может достигать величины, заведомо превышающей расстояние до Луны в несколько раз. Можно, например, создать интерферометр, в котором одно плечо реализовано отражателем, установленным на Луне, а второе плечо — резонатор Фабри-Перо, установленный рядом с лазером. Для времени когерентности 11 с и одного плеча, равного удвоенному расстоянию от Земли до Луны, а второго плеча — порядка одного метра (что пренебрежимо мало по сравнению с размером первого плеча) подавляющий множитель ε_n есть

$$\varepsilon_n = 0.786.$$

Другими словами, даже при столь большой разнице в размерах плеч будут отчетливо видны интерференционные полосы.

В случае двух спутников на одной орбите, разнесенных на расстояние порядка 300 км, подавляющий множитель ε_n есть

$$\varepsilon_n = 0.999.$$

Другими словами, подавляющий множитель для такой разницы в размерах плеч внутри орбиты Луны достигает почти единицы.

В статье [18] авторы описали транспортируемый стандарт частоты со стабильностью $8 \cdot 10^{-17}$.

По всей видимости высокостабильные транспортируемые лазеры также вскоре будут созданы и могут применяться в космических интерферометрах, в частности с плечами неравной длины.

Наблюдение интерференции, в зависимости от технических характеристик оптической системы, позволяет измерять очень малую часть оптической фазы. Это является принципиальным отличием интерферометра от транспондера и позволяет получать значительный выигрыш в точности при измерении разности расстояний между двумя плечами интерферометра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Космический неравноплечий интерферометр Майкельсона, в котором отражение в рабочем (измерительном) плече обеспечивает пассивный отражающий элемент, установленный на удаленном КА, а второе плечо реализовано оптической скамьей на борту материнского космического аппарата, может также эффективно измерять расстояние между космическими аппаратами, как и космический интерферометр транспондерного типа. Для получения контрастной интерференционной картины на фотоприемнике интерферометра частота лазерного излучения должна быть достаточно стабильной. Стабильность частоты бортового лазера должна быть

порядка $10^{-13} - 10^{-14}$. Такие требования на стабильность лазера не являются предельно высокими и технически реализуемы в производстве лазерной аппаратуры. Неравенство плеч не окажет значительного влияния на точность измерений.

Таким образом, при выполнении определенных технических требований (табл. 3) космический интерферометр Майкельсона может быть использован для измерения расстояний между космическими аппаратами на орбите вокруг Земли, а также на расстояниях масштабов расстояния Земля–Луна.

Авторы выражают благодарность за помощь в работе доктору физ.-мат. наук О. С. Сажинной.

Работа выполнена в рамках Междисциплинарной научно-образовательной школы МГУ «Фундаментальные и прикладные исследования космоса» и при финансовой поддержке РФФИ грант № 19-29-11008.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reigber Ch., Luehr H., Schwintzer P. // J. Adv. Space Res. 2002. **30**. P. 129.
2. Tapley B. D., Bettadpur S., Watkins M. M., Reigber Ch. // Geophys. Res. Lett. 2004. **31**, N 9. P. 4.
3. Albertella A., Migliaccio F., Sanso F. // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. 2002. **83**. P. 1.
4. Zuber M.T., Smith D. E., Watkins M. M. et al. // Science. 2013. **339**. P. 668.
5. Милуков В.К., Е С.-Ц. // Астрономический журнал. 2018. **956**, №12, С.901.
6. Abich K. et al. // Phys. Rev. Lett. **123**. 2019. 031101.
7. Jianwei Mei, Yan-Zheng Bai, Jiahui Bao et al. // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020.
8. Max-Planck-Institut für Quantenoptic 1998 LISA (laser interferometer space antenna): an international project in the field of fundamental physics in space Pre-Phase A Report MPQ 233 (Garching bei Munchen, Germany).
9. Jun Luo, Li-Sheng Chen, Hui-Zong Duan et al. // Class. Quantum Grav. 2016. **33**. 035010.
10. Лойдон Р. Квантовая теория света. М.: Мир. 1976.
11. Heinzl G., Sheard B., Brause N., Danzmann K. et al. Laser Ranging Interferometer for GRACE follow-on. // Journal of Physics Conference Series 610 (1):012010. May 2015. <https://www.researchgate.net/publication/276462254>
12. Schütze D. // GRACE follow-on laser ranging interferometer Quantum to Cosmos 5. Cologne, Germany, Oct. 9-12, 2012.
13. Heinzl G. // Satellite interferometry from LTP and GRACE Follow-On to LISA. LISA Symposium. Zürich, Sept. 6 2016.
14. Schütze D., Stede G., Müller V. et al. // LISA-like Laser Ranging for GRACE Follow-on. 59th LISA Symposium, Paris ASP Conference Series. 2012. **467**.
15. Folkner WM, de Vine G, Klipstein W.M, McKenzie K. et al. // Laser Frequency Stabilization for GRACE-2 In: Proceedings of the 2011 Earth Science Technology Forum. 2011.
16. Sutton A. / TDI Ranging for the GRACE-FO Laser Ranging Interferometer. Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology.
17. Saulson P. R. // Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors. 2nd Ed. World Scientific, 2017.
18. Matei D.G., Legero T., Hdfner S., Grebing C. et al. // PRL. 2017. **118**. 263202.
19. Cao J., Zhang P., Shang J., Cui K. et al. // Appl. Phys. B. 2017. **123**:112.

A Michelson Space Interferometer with Unequal Arms**M. V. Sazhin^{1,a}, O. A. Ivlev^{2,b}, V. K. Milyukov^{1,c}**¹*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute. Moscow 119234, Russia*²*JSC Research and Production Corporation «Systems of Precision Instrumentation». Moscow 111024, Russia**E-mail: ^amiksazhin@yandex.ru, ^bspectralab@yandex.ru, ^cvmilyukov@yandex.ru*

The principles and technical requirements for using the classical Michelson interferometer as a rangefinder in a constellation of satellites for measuring the parameters of the Earth's gravitational field are considered.

Keywords: Earth's gravitational field, interferometer, transponder, gravimetry.

PACS: PACS: 91.10.-v.

Received 24 August 2021.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2021. **76**, Suppl. 1. Pp. S128–S135.

Сведения об авторах

1. Сажин Михаил Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; e-mail: miksazhin@yandex.ru.
2. Ивлев Олег Александрович — канд. техн. наук, начальник отдела, заместитель начальника НТК по научно-технической работе; e-mail: spectralab@yandex.ru.
3. Миллюков Вадим Константинович — доктор физ.-мат. наук, зав. лабораторией; e-mail: miksazhin@yandex.ru, vmilyukov@yandex.ru.