

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, КАК ОСНОВА АБСОЛЮТНОГО ГРАВИМЕТРА

А.С. МАТВИЕНКО, Ю.П. МАЧЕХИН, А.И. ПОВРОЗИН

Основываясь на фундаментальном физическом явлении – гравитационном красном смещении частоты электромагнитного излучения в поле массивных объектов в настоящей работе предлагается методика практической реализации измерения частотных сдвигов высокостабильных лазерных источников, обусловленных влиянием гравитационного поля Земли [1]. Зная величины частотных сдвигов и высоту расположения лазера над уровнем земли, методика позволяет вычислить ускорение свободного падения с точностью соизмеримой с точностью абсолютного лазерного гравиметра [2].

Ключевые слова: частотные сдвиги, гравитационное красное смещение частоты, ускорение свободного падения, принцип эквивалентности Эйнштейна, стабилизированные по частоте лазеры.

ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальные основы общей теории относительности позволяют понять целый ряд космологических явлений, описываемых теоретическими моделями. Однако, экспериментальная проверка многих этих явлений требует очень высокоточных средств измерений. Еще в середине пятидесятих прошлого века В.Л. Гинзбург [3], основываясь на результатах анализа созданных к тому времени молекулярных частотных генераторов, провел оценку возможности экспериментальной проверки частотного сдвига спектральных компонент под влиянием гравитационного поля. В то время трудность регистрации гравитационного смещения была связана с относительной малостью величины рассматриваемого эффекта и наличием доплеровского смещения линий. В оптике минимальное заметное относительное смещение частоты оценивалась величиной 10^{-7} . В радиофизическом диапазоне ($\lambda \sim 3$ см) эта величина составляла 10^{-13} .

Более подробный анализ был проведен в работе Н.Г. Басова и коллег [4] с учетом возможностей квантовых молекулярных и атомарных стандартов частоты. Первый эксперимент, подтверждающий влияние гравитационного поля на частоту электромагнитного излучения был проведен Паундом и Ребки [5] и до сих пор считается единственным экспериментальным подтверждением влияния гравитации вблизи поверхности земли на частоту электромагнитного поля. Опыт позволил измерить релятивистское смещение частоты γ -лучей в поле тяготения Земли с точностью до 4 %.

В настоящее время развитие высокостабильных лазеров на основе охлажденных ионов и атомов, а также стабилизированных по частоте фемтосекундных лазеров позволяют выполнять измерения гравитационного сдвига оптических частот.

Если разность частот двух лазеров в течение длительного времени контролировалась и была измерена с неопределенностью 10^{-16} – 10^{-17} , то эта величина позволяет зафиксировать эффект гравитационного смещения оптической частоты. При помещении одного из лазеров на искусственный спутник Земли, то на разность частот будет влиять как эффекта Доплера 1-го так и 2-го порядка.

Для измерения гравитационного смещения частоты необходимо, прежде всего, исключить влияние эффекта Доплера 1-го порядка. Для этого необходимо уменьшить расстояние между лазерами до десятка метров, но при этом стабильность частоты излучения должна быть на несколько порядков больше, чем в случае расположения лазера на околоземной орбите, но при этом влияние эффекта Доплера 1-го порядка будет пренебрежимо малым. Это условие позволяет только по измерению разности оптических частот определять основную характеристику неоднородного гравитационного поля. Следует отметить, что подобное рассмотрение возможно в линейном приближении теории Эйнштейна, т. к. только в этом приближении сохраняет смысл понятие ньютоновского потенциала.

В силу принципа эквивалентности, обоснованного в 1911 г. А.Эйнштейном [1], увеличение энергии электромагнитного излучения при прохождении разности гравитационных потенциалов, приводит к увеличению энергии фотона на величину $hf/c^2 \Delta\phi$. С другой стороны, время пролета излучения от источника до наблюдателя, т. е. h/c , где h – расстояние между пространственными точками. В эквивалентной координатной системе, если gh/c мало (g – ускорение силы тяжести), эффект Доплера первого порядка приводит к увеличению частоты на величину равную gh/c^2 и наблюдатель фиксирует частоту равную

$$f_2 = f_1(1 + gh/c^2). \quad (1)$$

Коэффициент g/c^2 составляет величину 10^{-16} , поэтому изменение частоты можно зарегистрировать при нестабильности частот используемых лазеров 10^{-17} и менее. Поскольку необходимые высокостабильные лазеры были разработаны в последние 10–15 лет, то, естественно, в шестидесятых годах, возможности работать в оптическом диапазоне не существовало. В связи с поиском возможных способов экспериментальной проверки гравитационного смещения оптических частот Паунд и Ребка использовали эффект Мессбауэра.

Эксперимент, проведенный Паундом и Ребка, основанный на эффекте Мессбауэра и описанный в [5], был положен в основу ядерных распадов, а именно γ -переход 14,4 кЭв Fe^{57} с временем жизни 0,1 мкс и γ -переход Zn^{67} с энергией 93 кЭв и временем жизни 9,4 мкс. В проведенных экспериментах наблюдалось смещение частоты излучения распада от резонанса, когда источник и приемник, поглотитель, находились на различных высотах, которое приводило к смещению до половины пикового сечения рассеяния. Для Fe^{57} это высота составила 3 км, а для Zn^{67} – около 5 м. Среди более поздних экспериментов в других частях спектрального диапазона электромагнитных волн, можно отметить, радиофизический метод, основанный на использовании радиоизлучения в метровом диапазоне [6]. Измерение разности частот между двумя лазерами позволяет определить ускорение свободного падения.

В этой связи, целью настоящей работы было обоснование технических условий, необходимых для проведения экспериментов по определению сдвига оптической частоты излучения стабилизированного лазерного источника под влиянием гравитационного поля.

1. УСЛОВИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОЛЕМ

Эффект изменения частоты излучения связывается со временем распространения излучения в неоднородном гравитационном поле массивного тела. Влияние гравитации Земли на частоту электромагнитного излучения, проявляющееся в гравитационном фиолетовом смещении [7], можно зафиксировать и оценить, измеряя сдвиг оптической частоты одного лазера по отношению к другому лазеру, которые находятся на заданном расстоянии между собой. Опорный лазер располагается на поверхности Земли. Если у обоих лазеров частоты излучения стабилизируются по частотным реперам, между которыми устанавливается заданное частотное расстояние Δf , которое может иметь величину от герц до сотен мегагерц. Чтобы определить влияние гравитационного поля на частоту оптического излучения, можно использовать либо дифференциальный, либо интегральный метод измерений. В настоящей работе используется дифференци-

альный метод, который позволяет напрямую, основываясь на гравитационных потенциалах, определять ускорение свободного падения.

Уравнение измерений, основанное на дифференциальном методе, получено в условиях разложения гравитационного потенциала u вблизи точки наблюдения u_0 . Точки с гравитационными потенциалами u_0 и u_1 разнесены по высоте над Землей на достаточно малое расстояние ΔH , на котором переменная u изменяется по линейному закону. Тогда, ограничиваясь, для упрощения анализа, линейными по ΔH членами разложения, получаем выражение для потенциала вблизи точки наблюдения:

$$u_1 = u_0 + \frac{\partial u}{\partial H} \Delta H + \dots \quad (2)$$

Поскольку вертикальный градиент потенциала является не чем иным, как ускорением силы тяжести $g = \frac{\partial u}{\partial H}$, то с учетом (2) получим связь между частотным сдвигом и величиной g , которая описывается уравнением

$$\frac{f_0 - f_1}{f_0} = g \frac{\Delta H}{c^2}. \quad (3)$$

Предел отношения приращения оптической частоты к величине приращения высоты представляет собой величину пропорциональную ускорению свободного падения. Поэтому, измеряя разностную оптическую частоту $\Delta f = f_0 - f_1$ при регистрации расстояния ΔH , можно определить значение g :

$$g = \frac{\Delta f}{f} \frac{c^2}{\Delta H}. \quad (4)$$

Для точного измерения расстояния ΔH можно использовать лазерный измерительный интерферометр с погрешностью измерения расстояния 1,5 мкм/м (измерительный интерферометр типа LSP-30-Compact [8]). Используемые в эксперименте лазеры должны иметь долгосрочную стабильность частоты излучения, которая должна позволить измерять изменение частоты излучения, обусловленное влиянием гравитационного поля.

При измерении разности оптических частот, следует учесть, что регистрируется только абсолютное значение разности оптических частот, а знак измеряемой разницы частот в условиях выбранных условий эксперимента остается постоянным и неизменным. Для исследуемого в настоящей работе вопроса знание знака разницы оптических частот не играет принципиальной роли, тогда, когда при уточнении положений ОТО и фундаментальных положений космологии знак разности частот очень важен. Чтобы осуществить необходимый эксперимент долгосрочная (> 10 с) относительная стабильность частоты излучения лазера должна характеризоваться величиной менее 10^{-16} . Следует обратить внимание на тот факт, что до последнего времени

использовались только естественные оптические источники излучения, в то время как искусственные источники, к которым относятся различные типы лазеров, обладают преимуществами по своим частотно-временным и пространственным характеристикам излучения, в первую очередь высокой стабильностью частоты излучения. Эти преимущества позволяют существенно повысить точность частотных измерений. В зависимости от условий реализации схемы измерений можно выделить два предельных случая. В первом случае используется небольшая база между лазерами, в пределах от 1 до 10 метров, во втором случае реализация измерительной схемы осуществляется при большой (от 100 м до 400 км) базе между лазерами.

С учетом (4) уравнение погрешности для случая, когда измеряются отдельно f_2 и f_1 , имеет вид [6]

$$\frac{\sigma_g^2}{g^2} = 2 \cdot \left[\frac{c^2}{g \cdot \Delta H} \right]^2 \cdot \frac{\sigma_f^2}{f^2} + \frac{\sigma_{\Delta H}^2}{(\Delta H)^2}. \quad (5)$$

Кроме того, при этом измеряются не отдельные частоты, а непосредственно разница этих частот, потому получаем уравнение погрешности для дифференциального метода в виде

$$\frac{\sigma_g^2}{g^2} = \frac{\sigma_{\Delta H}^2}{(\Delta H)^2} + \frac{\sigma_{\Delta f}^2}{(\Delta f)^2}. \quad (6)$$

Требуемая точность измерения ускорения свободного падения $\sigma_g = 5$ мкГ, т.е. та величина, которая соответствует современным абсолютным гравиметрам (типа ГАБЛ и FG-5).

$$\frac{\sigma_g}{g} = \frac{5 \cdot 10^{-6} \Gamma}{10^3 \Gamma} = 5 \cdot 10^{-9}. \quad (7)$$

Расстояние между лазерами ΔH выбрано небольшим – 10 м, что позволяет выполнять измерение ускорения свободного падения процессом быстро и оперативно. Это расстояние перед основными измерениями уточняется с помощью измерительного лазерного интерферометра, типа LSP-30-Сонтраст. Погрешность такого интерферометра при линейных измерениях составляет 1,5 мкм/м. Поэтому в рассматриваемом случае $\sigma_{\Delta H} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м/м} \cdot 10 \text{ м} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.

$$\frac{\sigma_{\Delta H}}{\Delta H} = \frac{1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}}{10 \text{ м}} = 1,5 \cdot 10^{-6}. \quad (8)$$

Для больших расстояний необходимо использовать фазовые дальнометры, погрешность измерения у которых зависит от методов прецизионных фазовых измерений.

Разность частот между двумя используемыми лазерами $\Delta f = |f_1 - f_2|$ измеряется с помощью оптической гетеродинной системы. Опорная частота f_1 лазера, который располагается на опорной плоскости, определяется типом выбранного лазера, его системой стабилизации частоты и используемым естественным частотным репером. Частота f_2 второго лазера, так же стабили-

зируется по естественному частотному реперу и отстоит от частоты f_1 на небольшую фиксированную величину $f_2 = f_1 + \Delta f$. С другой стороны, изменение частоты излучения при распространении по вертикали описывается выражением

$$f_2 = (f_1 + \Delta f)(1 + \alpha h). \quad (9)$$

Здесь $\alpha = g/c^2$ – погонный коэффициент увеличения частоты на каждом метре прохождения излучения, он оценивается величиной 10^{-16} .

Разность частот $|f_1 - f_2(h)|$ кроме значений частотных реперов, по которым стабилизируется частота излучения лазеров, может варьироваться от нескольких кГц до десятков МГц.

$$\Delta f = f_1 - f_2(h) = \Delta f + (f_1 + \Delta f) \alpha h. \quad (10)$$

Частотный сдвиг Δf , обусловленный гравитационным влиянием, при условии, что Δf исключается методом гетеродинирования в радиотехническом диапазоне частот, оценивается как

$$\Delta f = f_1 \alpha h = 10^{-16} \cdot 10 \cdot 5,0 \cdot 10^{14} \text{ Гц} = 5 \cdot 10^{-1} \text{ Гц}. \quad (11)$$

Чтобы зарегистрировать эту величину частотного сдвига, стабильность оптической частоты должна позволить измерить этот частотный сдвиг.

Из (6) и (8) следует, что величина неопределенности измерения разности частот определяется из условия

$$\frac{\sigma_{\Delta f}}{\Delta f} = 10^{-6},$$

$\sigma_{\Delta f} = \Delta f \cdot 10^{-6} = 5 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-6} = 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ Гц}$, что является требованием, которое реализуемо в современных условиях.

2. ЛАЗЕРЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящее время, при стабилизации частоты некоторых лазеров используются частотные реперы на основе охлажденных атомов или ионов [9]. Например, используя охлажденные ионы стронция 88 в качестве частотного репера на длине волны 674 нм, достигнута стабильность излучения, которая характеризуется относительной стандартной неопределенностью $4 \cdot 10^{-15}$. На атомах стронция 87 (698 нм) получена относительная неопределенность не более $1 \cdot 10^{-15}$, на ионах иттербия 171 (467 нм) получена относительная стандартная неопределенность $1,3 \cdot 10^{-15}$. Такая высокая стабильность частоты излучения стала возможной благодаря использованию конденсата Бозе-Эйнштейна, в который переводит лазерное охлаждение пары атомов и ионов. Этим термином называют вещество, охлажденное практически до температуры абсолютного нуля (разница не должна превышать миллионных долей градуса). Если атомы вещества находятся в указанном квантовом состоянии, то весь массив вещества превращается в единую квантовую систему, которую иногда называют оптической па-токой [10].

Оптическая патока позволяет использовать атомарные линии поглощения без доплеровского уширения, поэтому можно добиться стабилизации частоты с предельно малой относительной стандартной неопределенностью (табл. 1).

Достигнутые к настоящему времени успехи в стабилизации частоты лазерных источников излучения, позволяют выбрать тип частотного репера, который обеспечит необходимую стабильность частоты излучения. Перечень современных высокостабильных по частоте лазеров приведен в табл. 1, по всей вероятности этот список будет постоянно расширяться, поскольку совершенствуются как методы охлаждения атомов и ионов, и в перспективе будут разработаны методы охлаждения молекул. Поэтому, основываясь на возможности создания компактных стандартов частоты на основе охлажденных атомов и ионов, можно начинать проработку экспериментальной установки для измерения гравитационного сдвига частоты лазерного излучения.

На первом этапе экспериментального изучения влияния гравитационного поля на частоту лазерного излучения, можно использовать расстояния между лазерами, соответствующее расстоянию до спутника на околоземной орбите. Следуя выражению (11), при расстоянии $h = 400\,000$ метров частотный сдвиг можно оценить величиной в 20 кГц. В этом случае не требуются лазеры с высокой стабилизацией частоты. Поскольку величина сдвига оптической частоты пропорциональна величине расстояния между лазерами, то при большом расстоянии не требуется для измерений высокой стабильности частоты излучения.

В настоящее время космические исследования Земли по геофизическим параметрам являются одним из наиболее динамично развивающихся направлений дистанционного зондирования Земли. Учитывая исключительную важность оперативной информации о характеристиках гравитационного поля для ре-

шения многих научно-технических и прикладных задач в таких отраслях, как геодезия, геофизика, охрана окружающей среды и др. Если для таких масштабных экспериментов можно использовать такие лазеры как Nd:YAG/I₂, то относительная неопределенность измерения частоты которого может быть 10⁻¹³.

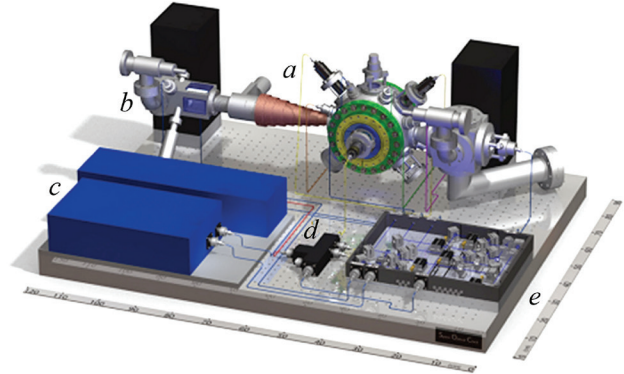


Рис. 1. 3D модель транспортабельного источника охлажденных атомов стронция [9]:

- a* – вакуумная система,
- b* – высокоэффективная печь,
- c* – лазер с длиной волны излучения 461 нм,
- d* – кластер дихроического волоконного порта,
- e* – компактный макет для управления оптомеханическими узлами

При выполнении измерений вблизи поверхности земли при небольших расстояниях, таких как 10 метров, необходимо использовать лазеры, приведенные в табл. 1. В этом случае, измеряемая разность частот используемых лазеров невелика, поэтому требуется высокая стабильность частот у самих используемых лазеров. Главная проблема использования одного этих лазеров заключается в том, что в том виде, в котором сейчас эти лазеры работают, их необходимо сконструировать для работы в полевых и рабочих условиях.

Решить задачу по созданию высокостабильного лазера для реальных условий применения, при условии компактности конструкции представляет очень сложную задачу. Одной из по-

Таблица 1

Диапазон	Поглощающее вещество	Переход	Точное значение	Относительная стандартная неопределенность
674 нм	Стронций, ⁸⁸ Sr ⁺	5s ² S _{1/2} -4d ² D _{5/2}	$f=444\,779\,044\,095\,485,3\text{ Hz}$ $\lambda=674\,025\,590,863\,136\text{ fm}$	$4,0 \times 10^{-15}$
698 нм	Стронций, ⁸⁸ Sr	5s ² ¹ S ₀ -5s5p ³ P ₀	$f=429\,228\,066\,418\,012\text{ Hz}$ $\lambda=698\,445\,608,419\,374\text{ fm}$	1×10^{-14}
698 нм	Стронций, ⁸⁷ Sr	5s ² ¹ S ₀ -5s5p ³ P ₀	$f=429\,228\,004\,229\,873,4\text{ Hz}$ $\lambda=698\,445\,709,612\,754\text{ fm}$	1×10^{-15}
657 нм	Кальций ⁴⁰ Ca	¹ S ₀ - ³ P ₁	$f=455\,986\,240\,494\,140\text{ Hz}$ $\lambda=657\,459\,439,291\,683\text{ fm}$	$1,8 \times 10^{-14}$
729 нм	Кальций ⁴⁰ Ca ⁺	4s ² S _{1/2} -3d ² D _{5/2}	$f=411\,042\,129\,776\,395\text{ Hz}$ $\lambda=729\,347\,276,793\,95\text{ fm}$	$1,5 \times 10^{-14}$
467 нм	Иттербий ¹⁷¹ Yb ⁺	6s ² S _{1/2} -4f ¹³ 6s ² F _{7/2}	$f=642\,121\,496\,772\,645,6\text{ Hz}$ $\lambda=466\,878\,090,060\,496\text{ fm}$	$1,3 \times 10^{-15}$
436 нм	Иттербий ¹⁷¹ Yb ⁺	6s ² S _{1/2} -5d ² D _{3/2}	$f=688\,358\,979\,309\,307,1\text{ Hz}$ $\lambda=435\,517\,610,739\,688\text{ fm}$	3×10^{-15}
578 нм	Иттербий ¹⁷¹ Yb	6s ² ¹ S ₀ -6s6p ³ P ₀	$f=518\,295\,836\,590\,865,0\text{ Hz}$ $\lambda=578\,419\,575,916\,161\text{ fm}$	$2,7 \times 10^{-15}$

пытках разработать такой лазер на основе частотного репера — охлажденных ионов стронция, была разработка, проведенная сотрудниками Физико-технического института (Германия, Брауншвейг). В результате был создан относительно компактный стандарт частоты для космического применения.

Готовая экспериментальная установка три года работала в лабораторных условиях. Ее общий вид представлен на двух фотографиях. Общая масса транспортабельной системы около 240 кг [9].

На рис. 2 приведен общий вид действующего макета стандарта частоты, который показывает необходимый объем и уровень проведения исследований и разработок для создания измерительного лазера, входящего в состав комплекса измерения изменений частоты лазера, обусловленных гравитационным полем.

Другим, реперным, лазером, который должен входить в состав измерительного комплекса может быть фемтосекундный лазер со сверхшироким спектром излучения. Главная особенность используемого лазера заключается не только в ширине спектра излучения, но и в его частотной стабильности. На рис. 3 приведен общий вид фемтосекундного лазера с активной средой Cr:LiSAF, которая накачивалась двумя AlGaInP лазерными диодами с общей мощностью накачки около 90 мВт [12]. Необходимость в использовании этого типа лазера обусловлена не только требуемой стабильностью частотной сетки спектра излучения, но и возможностью создания компактной конструкции. Основание имело размеры 22×28 см, на котором были размещены все основные оптические и электронные элементы, включающие систему накачки, источник питания и система управления электронными узлами. Наиболее перспективной конструкцией фемтосекундного лазера в настоящее время можно считать волоконный кольцевой лазер, работающий в диапазоне 1,5 мкм [14]. Лазер волоконной конструкции не требует юстировки, что, безусловно, является практическим преимуще-

ством этого лазера при его использовании в полевых условиях.

Приведенный фемтолазер интересен тем, что он компактный и может быть основой транспортабельного варианта, однако, такой основной параметр, как кратковременная и долговременная стабильность частоты повторения и частотного сдвига в нулевой частотной точке в статье не приведена.

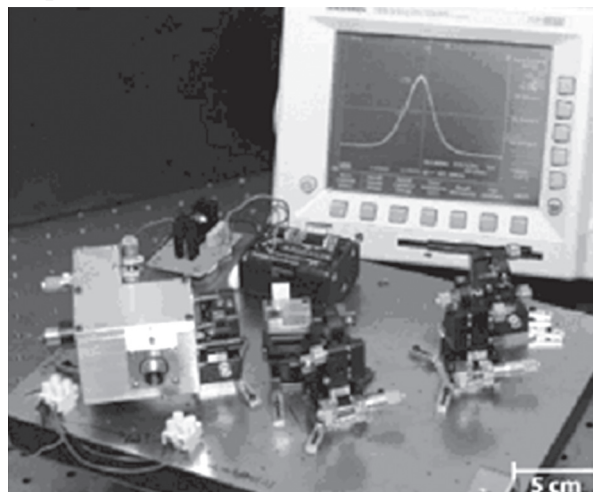


Рис. 3. Компактный фемтосекундный лазер [11]

Исследование частотного спектра фемтолазеров проводилось неоднократно. Можно привести результаты исследований, проведенные около 15-ти лет назад, которые показали, что разность частот между двумя лазерами характеризовалась дисперсией при 100 с времени усреднения величиной 10^{-17} [11]. С другой стороны, по данным фирмы Menlo Systems разработаны и изготавливаются фемтолазеры, у которых за время усреднения 100 с параметр Алана не превышает 10^{-18} [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, постановка задачи измерения влияния гравитационного поля на частоту излучения лазера заключается в следующем. Два лазера со стабильными частотными характеристиками размещаются в двух пространствен-

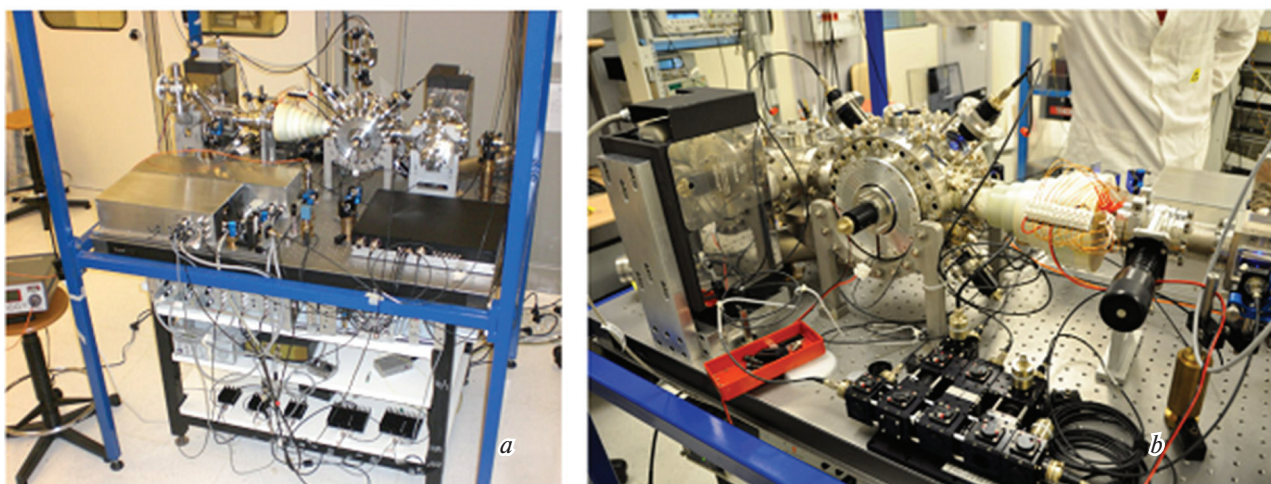


Рис. 2. Общий вид стандарта частоты на стронции 88

ных точках на произвольном расстоянии между ними, при этом один лазер на поверхности земли, а другой на некотором возвышении над ним. Излучение от верхнего лазера с помощью зеркальной системы направляется на фотодиод совместно с излучением от референтного лазера (рис. 4).

Оптическая схема, представленная на рис. 4, включает все основные элементы, необходимые для прецизионных измерений оптических частот. Изначально необходимо измерять разность частот второго лазера и фемтосекундного в случае, когда оба лазера находятся на земле.

Для этого воспользуемся схемой, которая включает основные элементы, необходимые для прецизионных измерений оптических частот. В состав данной схемы входят: фемтосекундный лазер 1, система поворотных зеркал 2, второй лазер 3, микрообъектив 4, фотодиод 5, спектроанализатор 6, частотомер типа ЧЗ-63 7.

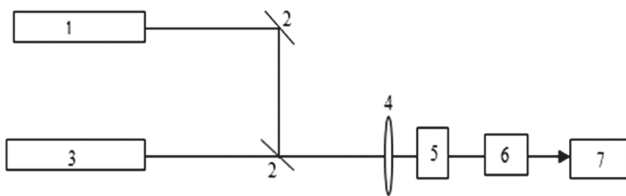


Рис. 4. Оптическая структурная схема оптического гравиметра

При распространении излучения в гравитационном поле изменяется частота излучения.

В рассматриваемой конфигурации измерительной схемы, в качестве реперного источника используется фемтосекундный лазер со сверхшироким спектром излучения. Стабилизация частотной сетки, стабильность которой обеспечивается не хуже 10^{-18} . Ширина линии излучения у такого лазера обычно бывает в несколько килогерц и меньше.

Другой лазер также с узкой шириной линией и очень высокой стабильностью излучения ($\sim 10^{-17}$), по-видимому, должен быть один из лазеров из табл. 1, но с улучшенными частотными характеристиками.

После фотодиода, полученный радиосигнал с частотой, соответствующей разности оптических частот, регистрируется спектроанализатором и измеряется частотомером типа ЧЗ-63. Измерение разностной частоты обеспечивает установление абсолютного значения разности оптических частот, которая используется при вычислении абсолютного значения ускорения свободного падения. Вторая измеренная величина — расстояние между лазерами, которое устанавливается с помощью лазерного интерферометра, также используется при вычислениях.

Учитывая экспериментальное доказательство сдвига частоты электромагнитного поля в слабо неоднородном гравитационном поле, в настоящей работе обсуждалась возможность измерения воздействия гравитационного поля Земли

на частоту лазерного излучения. Точность, с которой можно вычислить эту величину, определяется в первую очередь стабильностью частоты используемых лазерных источников и точностью измерения расстояния между лазерами. В работе приведены условия выполнения измерений как на небольших расстояниях, так и на расстояниях, сравнимых с расстояниями до спутниковых орбит. Такие результаты измерения могут быть применены в области геодезии, оптической передаче времени и измерении расстояний. Кроме того, сравнение оптических стандартов частоты по типу «космос-земля» и «земля-земля» будут использованы для исследования общей теории относительности Эйнштейна.

Литература

- [1] A. Einstein, Ann. Phys., 35, 898, 1911.
- [2] T.M. Niebauer, G.S. Sasagawa, J.E. Faler, R. Hill, F. Klopping. A new generation of absolute gravimeters, Metrologia, 1995, vol. 32. — P. 159–180.
- [3] В.Л. Гинзбург. Экспериментальная проверка общей теории относительности, УФН, 1956, т. LIX, вып. 1. — С. 11–49.
- [4] Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, А.Н. Ораевский и др. О возможности исследования релятивистских эффектов с помощью молекулярных и атомных стандартов частоты, УФН, т. LXXXV, вып.1. — С. 3–59.
- [5] P.V. Паунд, О весе фотонов, УФН, 1960 г., т. 72, вып. 4. — С. 673–683.
- [6] С.А. Матвиенко. Концептуальный проект геофизического микроспутника, Наука та інновації, 2014, Т. 10, № 6. — С. 5–15.
- [7] Pound R.V. Gravitational Red-Shift in Nuclear Resonance / R. V. Pound, G. A. Rebka Jr. // Physical Review Letters. — 1959. — № 3 (9). — P. 439–441.
- [8] Rzepka J., Pienkowski J., Pawolka H., Sambor S. Two-frequency interferometer with phase shift measurement // Optica Applicata. — 1997. — Vol. XXVII, No 4. — P. 251–254.
- [9] M. Schioppo, G.M. Tino, N. Poli, M.G. Tarallo, D.V. Sutyryn at all, Development of a transportable laser cooled strontium source for future applications in space, Proceedings of the 24th European Frequency and Time Forum, 8p., 13-16 April, 2010, ESA/ESTEC, Noordwijk, The Netherlands.
- [10] P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Rils, S. Chu, Optical molasses and multilevel atoms: theory, J. Opt.Soc. Am. B/Vol. 6, No.11, 1989. — P. 2058–2071.
- [11] S.A. Diddams, L. Hollberg, L.S. Ma, L. Robertsson. Femtosecond-laser-based optical clockwork with instability $\leq 6,3 \times 10^{-16}$ in 1 s, Optics Letters, vol. 27, #1, 2002. — P. 58–60.
- [12] Kuleshov N.V., Lagatsky A.A., Podlipensky F.V., at all. OSA Trends in Optics and Photonics, vol. 10, Advanced Solid State Lasers, 1997. — P. 415–419.
- [13] www.menlosystems.com
- [14] Walton, B.R., Margolis, H.S.; Tsaturian, V.; Gill, P. Transportable optical frequency comb based on a mode-locked fibre laser Optoelectronics, IET (Volume:2 , Issue: 5), 2008. — P. 182–187.

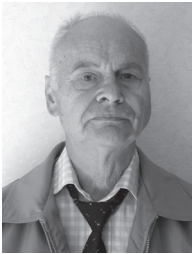
Поступила в редколлегию 15.09.2015



Матвиенко Сергей Анатольевич, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Директор по развитию бизнеса ПАО «НПК «Курс», г. Киев. Научные интересы: космические исследования, методы измерения параметров гравитационного поля, орбитальный сервис.



Мачехин Юрий Павлович, доктор технических наук, лауреат Государственной премии Украины в области науки и техники, заслуженный метролог Украины, академик Академии наук прикладной радиоэлектроники, заведующий кафедрой физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: лазерная измерительная техника и оптоэлектронные приборы.



Поврозин Анатолий Иванович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, старший научный сотрудник Национального научного центра «Харьковский физико-технический институт». Научные интересы: мощные лазерные системы, лазерные технологии и измерения.

УДК 530.1

Взаємодія гравітаційного поля і лазерного випромінювання, як основа абсолютного гравіметра / А.С. Матвієнко, Ю.П. Мачехін, А.І. Поврозін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 246–252.

Грунтуючись на фундаментальному фізичному явищі — гравітаційному червоному зсуві частоти електромагнітного випромінювання в поле масивних об'єктів у цій роботі пропонується методика практичної реалізації вимірювання частотних зрушень високостабільних лазерних джерел, обумовлених впливом гравітаційного поля Землі [1]. Знаючи величини частотних зрушень і висоту розташування лазера над рівнем землі, методика дозволяє обчислити прискорення вільного падіння з точністю, сумірною з точністю абсолютного лазерного гравіметра [2].

Ключові слова: частотні зрушення, гравітаційне червоне зміщення частоти, прискорення вільного падіння, принцип еквівалентності Ейнштейна, стабілізовані за частотою лазери.

Табл.: 01. Лл.: 04. Бібліогр.: 14 найм.

UDC 530.1

The interaction of the gravitational field and laser radiation as the basis of an absolute gravimeter / A. S. Matvienko, Yu. P. Machekhin, A. I. Povrozin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 246–252.

Based on the fundamental physical phenomenon — the gravitational red shift of the frequency of electromagnetic radiation in the field of massive objects the present paper proposes a method of measuring the practical implementation of the frequency shifts of highly stable laser sources due to the influence of the Earth's gravitational field [1]. Knowing the magnitude of the frequency shifts and the height of the laser on the ground level, the methodology allows us to calculate the acceleration of gravity with an accuracy comparable to the precision of an absolute laser gravity meter [2].

Keywords: frequency shifts, frequency gravitational redshift, acceleration of gravity, Einstein's equivalence principle, frequency-stabilized lasers.

Tab.: 01. Fig.: 04. Ref.: 14 items.