

Так, для $P(A)=0,7$, $k=m=0$ и $n=6$ получим вероятность принятия верного решения относительно сравниваемых величин $P_{na}(A) > 0,993$, т. е. достоверность результата сравнения практически будет равна «единице». Реализация же предложенных методов осуществляется незначительным усложнением дискретной части АЦП или ЦИП, что показывает целесообразность их использования.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. П. Чапенко. О классификации цифровых измерительных приборов.— Измерительная техника, 1961, № 5.
2. А. Вальд. Последовательный анализ. М., Физматгиз, 1960.
3. Дж. Кемени, Дж. Снелл. Конечные цепи Маркова. М., «Наука», 1970.

Поступило в редакцию 27 февраля 1973 г.

УДК 389.0+528.27+531.50 : 621.325.826

Г. Б. ГУТМАН
(Ленинград)

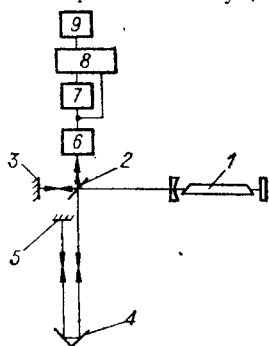
НОВЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ УСКОРЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

В настоящее время максимальная точность измерения абсолютного значения ускорения силы тяжести g достигается при использовании метода свободного падения тела в вакууме. Теоретическое значение погрешности измерения g при одном бросании составляет 10^{-7} [1]. В этом методе значение g определяют, измеряя отрезок пути s , пройденный падающим телом за время t , с последующим вычислением g по формуле *

$$g = \frac{2s}{t^2}. \quad (1)$$

Измерение отрезков, проходимых падающим зеркалом, осуществляется путем счета интерференционных полос. Однако измерение длины порядка сантиметров с относительной погрешностью $5 \cdot 10^{-8}$, т. е. измерение длины с точностью до сотых и тысячных долей полосы, сопряжено с большими трудностями. Эти трудности усугубляются тем, что частота следования полос не постоянна, а зависит от скорости падающего зеркала и меняется в широких пределах (от 4 до 20 МГц при $s \approx 1$ м и $t \approx 0,5$ с в экспериментах [1]). В то же время представляет большой интерес измерение абсолютного значения g за минимальные промежутки времени, соответствующие малым длинам падения тела, так как такие измерения позволяют обнаружить и учесть некоторые систематические погрешности.

Рассмотрим способ определения абсолютного значения g , при котором удается без потери точности существенно уменьшить время измерения. Схема измерения g этим способом представлена на рисунке. От источника света 1, в качестве которого может быть использован, например, стабилизированный аттестованный гелий-неоновый ОКГ ($\lambda = 0,6328$ мкм), излучение направляется на светоделительное зеркало 2. На зеркале 2 излучение делится на две части. Часть излучения отражается от опорного зеркала 3, светоделительного зеркала 2 и направляется на фотодетектор 6. Другая часть излучения, последовательно отражаясь от падающего триэдра 4, неподвижного зеркала 5, снова от триэдра 4, тоже попадает на фотодетектор 6. С выхода 6 соответствующий доплеровскому сдвигу сигнал разностной частоты (сигнал биений), пройдя схему задержки 7, поступает в смеситель 8, где смешивается с незадержанным сигналом биений, идущим непосредственно с выхода 6. С выхода смесителя 8 полезный сигнал с частотой, равной разности частот задержанного и незадержанного сигналов биений, попадает на схему измерения частоты 9.



* Вообще в этом способе используют формулу $g = \left(s_2 - s_1 \frac{t_2}{t_1} \right) / (t_2^2 - t_1^2)$. Измерение g при одном «бросании» по двум отрезкам s_1 и s_2 и двум временным интервалам t_1 и t_2 обусловлено необходимостью исключить влияние начальной скорости на результат измерения g . Однако для дальнейших оценок достаточно (1).

Измерение g осуществляется следующим образом. Частота электромагнитного излучения, отраженного от падающего зеркала, в соответствии с законом Доплера определяется текущим значением скорости падающего зеркала. (Изменением спектра отраженного излучения из-за ускоренного движения зеркала можно пренебречь [2].) Пусть зеркало удаляется от приемника, и излучение отражается от зеркала дважды. Тогда в первом приближении частота отраженного излучения будет равна

$$\nu_i = \nu_0 \left(1 - 4 \frac{v_i}{c}\right), \quad (2)$$

где ν_0 — частота генерации ОКГ; c — скорость света; v_i — текущее значение скорости падающего зеркала.

Смешивая на поверхности фотодетектора излучение, отраженное от падающего и опорного зеркал, можно выделить сигнал биений:

$$\Delta \nu_i = \nu_0 - \nu_i = 4 \frac{v_i}{\lambda_0}, \quad (3)$$

где $\lambda_0 = c/\nu_0$ — длина волны генерации ОКГ.

Если задержать сигнал биений на некоторый промежуток времени t_0 и смешать задержанный и незадержанный сигналы биений на нелинейном элементе, то можно выделить полезный сигнал, частота которого пропорциональна текущему значению g . Действительно, значение g может быть определено как

$$g = \frac{v_{2i} - v_{1i}}{t_0}, \quad (4)$$

где t_0 — время задержки сигнала биений; v_{1i} , v_{2i} — текущие значения скорости падающего зеркала, разделенные промежутком времени t_0 . Тогда, учитывая (3) и (4), будем иметь

$$g = \frac{\lambda_0 f}{4t_0}, \quad (5)$$

где $f = \Delta \nu_{2i} - \Delta \nu_{1i}$ — частота полезного сигнала.

Таким образом, измерение g в соответствии с (5) сводится к измерению постоянной частоты f с дальнейшим расчетом g для известных λ_0 и t_0 .

Сравним предельно достижимые точности измерения абсолютного значения ускорения силы тяжести для двух способов определения g : 1) по пройденному пути и времени; 2) по изменению скорости за известное время задержки. Поскольку ускорение силы тяжести включает длину и время $[g] \sim [L] [T]^{-2}$, погрешность измерения абсолютного значения g не может быть меньше погрешности воспроизведения единиц длины и времени. Эталон единицы длины — метры — воспроизводится с относительной среднеквадратической погрешностью $(2 \div 3) \cdot 10^{-8}$ [3]. Эталон единицы времени — секунды — имеет суточную вариацию частоты меньше 10^{-11} [4].

Из (1) следует, что относительная погрешность измерения g первым способом:

$$\frac{\sigma_{gI}}{g_I} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2 + 2\left(\frac{\sigma_t}{t}\right)^2}. \quad (6)$$

Эта погрешность определяется в основном погрешностью измерения пути, проходимого падающим зеркалом, и составляет $(6 \div 7) \cdot 10^{-8}$ для пути порядка метра. Погрешность измерения времени прохождения этого пути (порядка секунды) может быть легко сделана меньше 10^{-8} . Относительная погрешность измерения g вторым способом в соответствии с (5):

$$\frac{\sigma_{gII}}{g_{II}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\lambda_0}}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{t_0}}{t_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_f}{f}\right)^2}. \quad (7)$$

Оценим эту погрешность для пути порядка сантиметров, времени задержки $t_0 \approx 0,15$ с и времени измерения частоты полезного сигнала $T \approx 2 \cdot 10^{-2}$ с. В первом способе длина волны излучения ОКГ λ_2 может быть воспроизведена и измерена с погрешностью, не большей погрешности измерения длины отрезка пути, проходимого падающим зеркалом. Относительная погрешность дискретной электронной схемы задержки для $t_0 \approx 0,15$ с, а также погрешность измерения постоянной частоты $f \approx 10$ МГц при $T \approx 2 \cdot 10^{-2}$ с может быть легко сделана меньше 10^{-8} [5].

Оценим также предельно достижимую точность измерения частоты полезного сигнала, обусловленную конечной шириной линии генерации. По аналогии с [6] выражение для среднего разброса частоты полезного сигнала, усредненного за время измерения T (т. е. для погрешности измерения f), имеет вид

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{D_f}{T}}, \quad (8)$$

где D_f — ширина линии полезного сигнала; T — время измерения.

уже технически реализовано; б) увеличением числа измерений (бросаний) с последующим усреднением. (Очевидно, что увеличение числа измерений при данном T эквивалентно увеличению T .)

Таким образом, способы определения абсолютного значения g по измеренному пути и времени и по изменению скорости за известное время задержки сравнимы по точности, но время измерения g вторым способом существенно меньше времени измерения g первым способом. Следовательно, при измерении g по изменению скорости можно выявить некоторые систематические погрешности.

Кроме того, при определении g рассмотренным способом можно без потери точности значительно уменьшить путь, проходимый падающим зеркалом. Это существенно снижает габариты и вес установки, а также облегчает борьбу с влиянием внешних воздействий на точность измерения g .

Автор благодарен В. М. Хавинсону за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Hammond and J. E. Faller. Laser-Interferometer System for the Determination of the Acceleration of Gravity.— IEEE of QE, 1967, v. 3, № 11.
2. Г. Б. Гутман, Г. И. Злотник. Частотные соотношения при отражении электромагнитного поля от движущейся поверхности.— Труды метрологических институтов СССР, вып. 139 (199). М., Изд-во стандартов, 1972.
3. Утверждение государственного эталона СССР единицы длины.— Измерительная техника, 1968, № 2.
4. В. Г. Ильин, В. В. Сажин. Государственная служба времени и частоты СССР в 1972 г.— Измерительная техника, 1972, № 1.
5. С. В. Шустров. Методы измерения малой девиации частоты.— Труды метрологических институтов СССР, вып. 106(166). М., Изд-во стандартов, 1969.
6. Ю. А. Климонтович, А. С. Ковалев, П. С. Ланда. Естественные флуктуации в лазерах.— УФН, 1972, т. 106, вып. 2.

Поступило в редакцию 22 января 1973 г.

УДК 621.383.8 : 621.039.66

П. А. ТАРАСОВ, В. А. ФРОЛОВ

(Москва)

ПАНОРАМНАЯ СИСТЕМА РАЗВЕРТКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЭОП С ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Описывается метод развертки электронного пучка в электронно-оптическом преобразователе (ЭОП) с высоким временным разрешением, позволяющий повысить отношение полного времени анализа к величине $\Delta t = \Delta l/v_p$ (Δl — пространственное разрешение; v_p — скорость развертки) до значения $k = 10^4$ и больше.

Использовалась трапециевидная развертка изображения [1], что позволило сочетать достоинства быстрой круговой развертки [2] с возможностью анализа событий, отстоящих друг от друга на время, большее периода развертки. При использовании только круговой развертки из-за наложения изображений такой анализ практически невозможен.

Трапециевидная развертка в схеме эксперимента [1] была реализована следующим образом (рис. 1): электронный пучок с фотокатода ЭОП проходил систему непрерывно работающей круговой развертки на частоте 10^{10} Гц [3] и напряжением смещения $U_{см}$ на пластинах линейной развертки вводился за пределы экрана ЭОП.

Исследуемый лазерный импульс, отраженный делительной пластиной ДП поджигал разрядник Р. После этого кабель K_1 , заряженный до напряжения $+U_{зар}$, разряжался на кабель K_2 , сменную емкость С и емкость пластин C^* . Этим обеспечивалась линейная развертка точечного изображения, сфокусированного (после прохождения оптической задержки из призм $P_1 - P_2$) на фотокатод ФК. Выбором длины оптической задержки и кабеля K_2 достигалась синхронизация времени прихода на фотокатод сигнала и