

Лазерные устройства восприятия измерительной информации

УДК 531.76(089.8)

Г. П. АРНАУТОВ, Л. Д. ГИК, Е. Н. КАЛИШ,
 В. П. КОРОНКЕВИЧ, И. С. МАЛЫШЕВ, Ю. Е. НЕСТЕРИХИН,
 Ю. Ф. СТУСЬ, Г. Г. ТАРАСОВ

(Новосибирск)

ВЫСОКОТОЧНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ГРАВИМЕТР

В настоящее время появилась возможность измерения ускорения силы тяжести Земли с погрешностью менее 10^{-7} . Необходимость таких измерений возникает при изучении временных вариаций гравитационного поля из-за процессов, происходящих в недрах Земли, при выполнении измерений в метрологии, а также в ряде других задач. Наилучшие возможности сейчас имеет метод, основанный на измерении траектории движения пробной массы с использованием интерферометров с газовыми лазерами [1]. Ниже описываются результаты, полученные при решении названной задачи в Институте автоматики и электрометрии СО АН СССР.

В идеальном случае (при отсутствии как мешающих сил, так и посторонних движений системы отсчета) уравнение движения пробной массы может быть записано так:

$$m \ddot{z} = m (g_0 + u_{zz} z).$$

Здесь g_0 — ускорение силы тяжести на уровне точки подвеса падающей массы; u_{zz} — вертикальный градиент гравитационного поля; m — величина пробной массы; z — координата измерения в направлении вертикали.

Решая уравнение для начальных условий $z(0) = H_0$ и $\dot{z}(0) = v_0$, получаем

$$z(t) = -\frac{g_0}{u_{zz}} + \left(H_0 + \frac{g_0}{u_{zz}} \right) \operatorname{ch} \sqrt{u_{zz}} t + \frac{v_0}{\sqrt{u_{zz}}} \operatorname{sh} \sqrt{u_{zz}} t.$$

При $\sqrt{u_{zz}} t \ll 1$, разлагая в ряд это решение, имеем с точностью до членов второго порядка малости

$$z(t) = H_0 + v_0 t + \frac{g_0 t^2}{2} + \frac{u_{zz}}{2} \left(H_0 + \frac{1}{3} v_0 t + \frac{g_0 t^2}{12} \right) t^2. \quad (1)$$

Величинами, которые могут быть измерены в процессе эксперимента, являются путь z и время t движения пробной массы. Незвестных в уравнении (1) четыре. Кроме ускорения g_0 , определение которого является конечной целью эксперимента, в (1) еще входят начальная скорость v_0 , начальный путь H_0 и градиент гравитационного поля u_{zz} .

Поэтому в общем случае для определения g_0 необходима система из четырех уравнений, т. е. z и t требуется измерить в четырех интервалах движения. В действительности, ввиду малости величины u_{zz} , имеющей порядок $3 \cdot 10^{-6} \text{ 1/c}^2$, последний член в (1) может быть определен с точностью почти на шесть порядков меньше, чем первые два члена. Это позволяет пренебречь изменением u_{zz} , считая этот параметр известной константой. По этой же причине можно считать заранее известным и начало отсчета.

При двух неизвестных g_0 и v_0 требуется два уравнения, а значит, и два интервала движения. Если оба эти интервала имеют общее начало, то

$$g_0 = \frac{2}{t_2 - t_1} \left(\frac{S_2}{t_2} - \frac{S_1}{t_1} \right), \quad (2)$$

где S_1 и S_2 — величины интервалов пути, пройденных за соответствующие временные интервалы t_1 и t_2 .

Итак, основное, что определяет точность измерения гравитационного ускорения g_0 , это точность измерения интервалов пути и времени, поэтому прежде всего необходимо оптимальным образом выбрать средства измерения этих параметров. При реальных габаритах установки речь может идти об интервалах пути порядка метра или десятых его долей и интервалах времени порядка десятых долей секунды. Устройства измерения как перемещения, так и времени должны отвечать двум требованиям: иметь удовлетворительную воспроизводимость — стабильность во времени и иметь достаточно высокую разрешающую способность, чтобы возможно было произвести отсчет измеряемой величины с требуемой точностью.

Разработанная нами установка схематически показана на рис. 1, а общий вид приведен на фотографии рис. 2.

В вакуумированной трубе 1 (см. рис. 1) падает уголкового отражателя 2, укрепленный в призмодержателе с ферритовым элементом для удерживания падающего тела вверху трубы с помощью электромагнита с ферритовым магнитопроводом. Падающий объект ориентируется в крайнем верхнем положении относительно неподвижной части гравиметра с помощью трехточечной агатовой опоры. Подъем падающего объекта осуществляется кареткой, которая при движении по вертикали удерживается электромагнитом, приводимым в движение электромотором. Движение каретки, включение и выключение электромагнитов

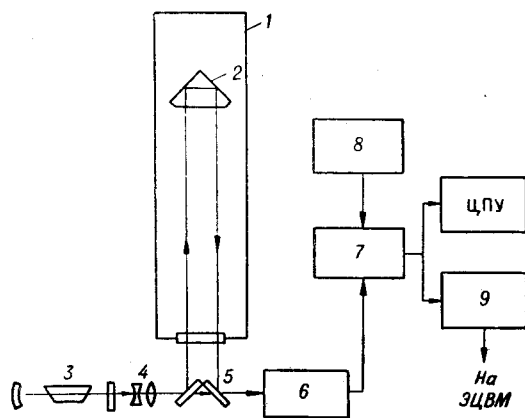


Рис. 1.

управляются при помощи электронной схемы, которая работает совместно с позиционно-чувствительными выключателями. Улавливание падающего объекта в конце его свободного падения осуществляется с помощью пружинного клина, образованного тремя плоскими, упругими направляющими.

Оптическая схема гравиметра построена по принципу двухлучевого интерферометра Майкельсона и содержит стабилизированный лазер 3, коллиматор 4 и блок

полупрозрачных зеркал 5. Интерференционная картина регистрируется фотозлектронным умножителем 6 (ФЭУ).

Сигнал, поступающий с ФЭУ, усиливается предварительным усилителем и поступает на счетный блок 7. Назначением счетного блока является измерение пути и времени. Временные интервалы задаются высокостабильным генератором меток времени 8. Было опробовано несколько вариантов построения счетного блока; простейший из них представляет собой два счетчика импульсов, поступающих с ФЭУ. Эти счетчики одновременно включаются по истечении небольшого интервала

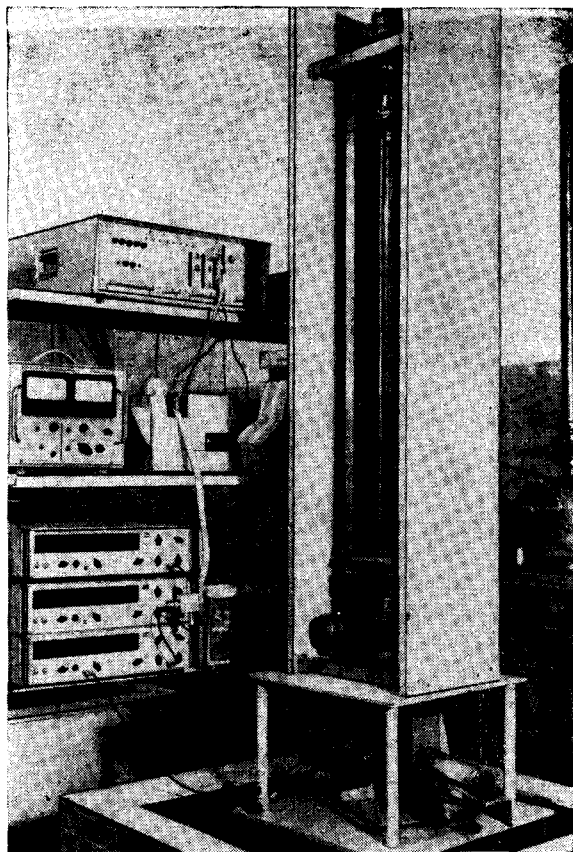


Рис. 2.

времени, необходимого для того, чтобы пробная масса успела отойти от удерживающего магнита на расстояние, на котором силы, имеющие место из-за остаточного магнитного поля, достаточно малы. Первый счетчик включается на интервал времени t_1 , задаваемый от высокостабильного кварцевого генератора. Второй счетчик аналогичным образом включается на иной интервал времени t_2 . В этом случае величина измеряемого ускорения определяется выражением (2), где $S_1 = N_1 \lambda / 2$, $S_2 = N_2 \lambda / 2$ (N_1 и N_2 — показания счетчиков).

Результаты отсчетов фиксируются цифropечатающим устройством (ЦПУ) и одновременно перфорируются для последующей обработки с помощью цифровой вычислительной машины «Минск-22».

Можно провести измерения, используя только один счетчик импульсов. В этом случае сначала измеряется первый отрезок пути S_1 ,

деляется следующим образом:

$$g = \frac{\lambda(N_2 - N_1)}{2t_1(t_1 + \tau)}$$

В качестве счетчиков в наших экспериментах использовались приборы ЧЗ-24 со скоростью счета до 60 МГц. В этом случае электрическая схема с одним счетчиком имеет достоинства. Действительно, счет после поступления команды начинается не мгновенно, а по истечении интервала времени Δt , имеющего некоторую нестабильность. При использовании двух разных приборов разность между Δt_1 и Δt_2 превращается в систематическую ошибку, имеющую нестабильность во времени. При использовании одного единственного счетчика запаздывание Δt приводит к случайной ошибке, уменьшающейся при статистической обработке всего числового массива.

Обработка числовых массивов проводилась с помощью цифровой вычислительной машины, в функции которой входило вычисление среднего значения ускорения силы тяжести, введение поправки на торможение из-за неидеального вакуума, исключение промахов, определение дисперсии и вероятной ошибки, необходимых при определении максимального количества измерений, обеспечивающих требуемую точность в условиях наличия случайных погрешностей.

Использование ЭЦВМ становится совершенно обязательным, если измеряемой величиной является не путь в фиксированные интервалы времени, а время в фиксированные интервалы пути. В этом случае значения временных интервалов не могут быть заранее учтены в виде общих для каждого результата измерения числовых коэффициентов, вследствие чего вычисления становятся очень громоздкими.

Оценим основные погрешности экспериментальной установки.

При современном состоянии техники требования к точности измерения интервалов времени могут быть легко удовлетворены. Нами для этой цели был использован стабилизированный кварцевый опорный генератор частоты, который подвергался метрологической проверке каждые двое суток. Погрешность измерения времени при этом не превышала $1 \cdot 10^{-8}$. Использование рубидиевого стандарта частоты типа Ч1-43 позволит уменьшить эту погрешность до $5 \cdot 10^{-11}$ за 10 суток.

Точность измерения длины определяется в основном стабильностью длины волны излучения источника в интерферометре. В нашей установке излучение лазера было «привязано» к характерной точке в атомном контуре — провалу Лэмба. Значение длины волны для центра провала в соответствии с [2—4] было принято равным $6329,9138 \cdot 10^{-10}$ м. По нашим исследованиям [5], относительная нестабильность длины волны при работе с системой активной стабилизации составила за 8 ч работы $3 \cdot 10^{-9}$. Воспроизводимость длины волны для наших лазерных трубок за время срока службы около 5000 ч равнялась $2 \cdot 10^{-8}$. Очевидно, что эта цифра ограничивает погрешность установки в целом. При необходимости получения большей точности можно использовать более сложную систему стабилизации, например сличение с криптоновым эталоном, либо поглощающую ячейку, наполненную неоном или йодом.

Теперь рассмотрим влияние посторонних силовых воздействий, вызывающих погрешность измерения. Одним из значительных факторов,

действующих на пробную массу, является трение о воздух из-за неидеальности вакуума. Будем считать, что сила сопротивления имеет составляющие, пропорциональные первой и второй степени скорости. В этом случае, пренебрегая градиентом гравитационного поля, уравнение движения пробной массы можно записать:

$$m\ddot{z} = mg_0 - k_1 \dot{z} - k_2 \dot{z}^2.$$

Здесь k_1 и k_2 — соответствующие коэффициенты пропорциональности. Это нелинейное дифференциальное уравнение, содержащее малый параметр k_2/m , можно приближенно решать методом Пуассона. В этом случае после несложных преобразований с точностью порядка $\left(\frac{k_1}{m}t\right)^2$ и $\left(\frac{k_2}{m}\right)^2$ находим

$$z(t) = v_0 t + \frac{g_0 t^2}{2} - \frac{k_1}{2m} \left(v_0 + \frac{1}{3} g_0 t\right) t^2 - \frac{k_2}{2m} \left(v_0^2 + \frac{g_0^2 t^2}{6} + \frac{2}{3} v_0 g_0 t\right) t^2. \quad (3)$$

Помимо g_0 и v_0 , в уравнении (3) имеются еще две неизвестные величины: k_1/m и k_2/m . Поэтому для определения g_0 необходимо произвести четыре отсчета z_i и t_i . Естественно, при этом как аппаратура, так и расчетные процедуры оказываются сложными. Поэтому понятно, что необходимы расчетные оценки коэффициентов k_1 и k_2 , хотя бы ориентировочные. Силовое воздействие, соответствующее ускорению порядка $10^{-6} g$ и менее, при реальных размерах пробной массы и реальных скоростях движения может быть достигнуто только в свободно-молекулярном режиме, когда свободный пробег молекул газа велик по сравнению с характеристическими размерами твердого тела ($L/D > 16$).

Для воздуха длина свободного пробега определяется соотношением $L \approx \frac{5}{p} 10^{-5}$ м. Здесь давление p выражено в торах. В нашем случае $D = 4$ см, поэтому свободно-молекулярный режим можно считать имеющим место при давлениях порядка 10^{-4} тор и ниже.

Воспользуемся методикой, изложенной в [6]. Силу сопротивления движению пробной массы, имеющей форму призмы, можно представить в виде

$$F_c = p_n S_n - p_b S_b + \tau_b S_b.$$

Здесь p — давление; τ — касательное напряжение; S — площадь поверхности; индекс «н» относится к нижнему основанию, «в» — к верхнему, а «б» — к боковой поверхности. Используя [7], приходим к выражениям:

$$\begin{aligned} p_n &= \frac{2-\theta}{2} \rho v^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{\text{вер}}}{v} + \left(1 + \frac{v_{\text{вер}}^2}{2v^2}\right) \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{v}{v_{\text{вер}}}\right)\right] \right\} + \frac{\theta \rho v_{\text{вер}}^2}{4} \left\{1 + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{\pi} \frac{v}{v_{\text{вер}}} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{v}{v_{\text{вер}}}\right)\right] \right\}; \quad (4) \\ p_b &= \frac{2-\theta}{2} \rho v^2 \left\{ -\frac{v_{\text{вер}}}{\sqrt{\pi} v} + \left(1 + \frac{v_{\text{вер}}^2}{2v^2}\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{v}{v_{\text{вер}}}\right)\right] \right\} + \frac{\theta \rho v_{\text{вер}}^2}{4} \times \\ &\quad \times \left\{ 1 - \sqrt{\pi} \frac{v}{v_{\text{вер}}} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{v}{v_{\text{вер}}}\right)\right] \right\}; \\ \tau_b &= \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \rho v_{\text{вер}} v. \end{aligned}$$

Здесь Θ — коэффициент диффузного отражения, определяющий среднюю долю молекул, отражающихся от поверхности пробной массы неупорядоченно; ρ — плотность; символ erf — интеграл вероятностей $\text{erf}\left(\frac{v}{v_{\text{вер}}}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v/v_{\text{вер}}} e^{-x^2} dx$; $v_{\text{вер}}$ — средняя вероятная скорость движения молекул.

Для воздуха при комнатных температурах $v_{\text{вер}}$ имеет порядок 400 м/с. Поскольку скорость пробной массы v обычно не превышает величины 3—4 м/с, то всегда $v/v_{\text{вер}} \ll 1$. В этом случае, разлагая в ряд подынтегральную функцию, можно получить $\text{erf}\left(\frac{v}{v_{\text{вер}}}\right) = \frac{2v}{\sqrt{\pi} v_{\text{вер}}}$. Подставляя это значение в (4), пренебрегая малыми величинами и принимая $\Theta=1$, получаем

$$F_c = \frac{\rho v_{\text{вер}}}{2\sqrt{\pi}} (7S_{\text{торц}} + S_6) v.$$

Выражая плотность ρ через давление p ($\rho = 1,6 \cdot 10^{-5} \frac{M_0}{T} p$ г/см³), приходим к простому выражению для силы сопротивления (в динах):

$$F_c = k_1 v = 2 \cdot 10^{-2} p (7S_{\text{торц}} + S_6).$$

Здесь p выражено в торах, S — в см², v — в см/с. Отсюда (в г/с)

$$k_1 = 2 \cdot 10^{-2} p (7S_{\text{торц}} + S_6).$$

Величина k_2 в случае супераэродинамического обтекания равна нулю. При учете следующего члена разложения в ряд интеграла вероятностей можно получить составляющую силы трения, пропорциональную третьей степени скорости. Однако этой составляющей можно пренебречь, так как она в $(v_{\text{вер}}/v)^2 = 10^4$ раз меньше, чем составляющая с первой степенью скорости. При плохом вакууме, в особенности, когда мы приближаемся к классическому аэродинамическому режиму, необходимо рассматривать систему уравнений вида (3), учитывая величину k_2 .

В нашем примере имело место $S_{\text{торц}} = 10,5$ см², $S_6 = 30$ см² и $m = 30$ г. При средней скорости $v = 200$ см/с находим $\delta g = 1,4 \cdot 10^{-2} p$. Таким образом, для обеспечения $\delta g = 10^{-7}$ требуется разрежение $7 \cdot 10^{-6}$ тор, а для $\delta g = 10^{-8}$ — $7 \cdot 10^{-7}$ тор.

Влияние остаточного давления воздуха на погрешность измерения проверялось экспериментально. На рис. 3 построена полученная кривая погрешности измерения в функции давления (кривая 1). На этом же рисунке (кривая 2) приведена расчетная величина погрешности. С учетом дополнительных сил, обусловленных ограниченной пропускной спо-

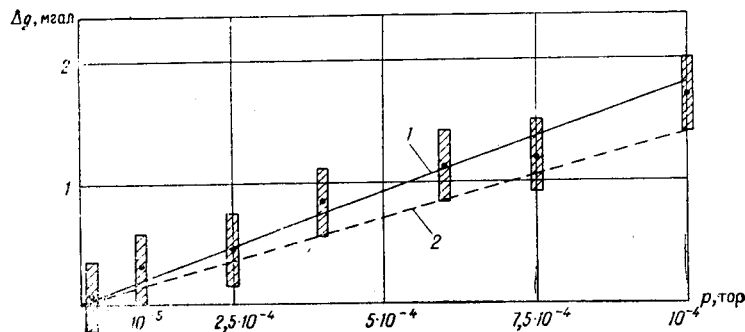


Рис. 3.

способностью сосуда, совпадение кривых можно считать хорошим, что позволяет использовать приведенные выше расчетные соотношения при проектировании гравиметрических установок.

Второй причиной, вызывающей систематические погрешности, являются силовые воздействия от электростатических полей. Механизм действия электростатических сил можно представить следующим образом. Пусть некоторый элемент конструкции, обладающий электрической емкостью C по тем или иным причинам приобрел заряд q . Это значит, что энергия электрического поля будет равна $\omega = q^2/2C$. Движение пробной массы должно привести к изменению емкости C , так как пробная масса обладает диэлектрической проницаемостью, отличной от проницаемости пространства вблизи элемента 2 (см. рис. 1). Изменение емкости C приводит к появлению силы $F = \frac{\partial \omega}{\partial z} = -\frac{q^2}{2C} \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial z} \right)$. Таким образом, для снижения F требуется уменьшение энергии электростатического поля $\omega = 1/2 q^2/C$ и влияния пробной массы на данное электростатическое поле.

Наиболее опасным источником возникновения электростатических сил является устройство улавливания пробной массы. Поверхность ловушки приходится выполнять из фторопласта. Это исключает эффекты «вакуумной сварки» поверхности ловушки и пробной массы, повышает надежность работы первой в сравнении с вариантами, где поверхность выполняется электропроводящей. Однако трение, возникающее при гашении кинетической энергии пробной массы в момент ее улавливания, приводит к появлению трибоэлектрических зарядов на поверхностях ловушки и пробной массы.

В качестве первой меры защиты от влияния электростатических сил, безусловно, нужно принять электростатическое экранирование трубы. Экран в нашем устройстве представлял собой разрезанный и заземленный цилиндр, свернутый из медной фольги. Второй мерой защиты от действия электростатических сил является увеличение емкости ловушки C , по отношению к земле. Для этого под фторопластовой поверхностью располагали металлическую заземленную подложку. Таким путем удалось увеличить емкость C почти на два порядка. Как показал эксперимент, обе названные меры защиты позволили уменьшить погрешность от влияния электростатических сил до величины порядка $1 \cdot 10^{-8}$.

Теперь рассмотрим погрешность, вызванную действием магнитного поля. Первая опасность связана с действием внешнего магнитного поля на ферритовый якорь. Очевидно, что сила, действующая на пробную массу, может быть выражена $F_m = -\frac{\partial W_m}{\partial z}$ (здесь W_m — магнитная энергия; z — координата перемещения пробной массы). Условие $F_m = 0$ будет выполнено при $W_m = \text{const}$, если не удастся выполнить условие $W_m = 0$. Таким образом, необходимо стремиться к минимуму магнитного поля и минимуму его неравномерности.

Намагниченный ферритовый элемент представляет собой магнитный диполь $M = B_m l_m$ (здесь B_m и l_m — соответственно магнитная индукция и длина магнита). Сила, действующая на магнитный диполь, может быть выражена

$$F = M \frac{\partial H}{\partial z}.$$

Здесь $\frac{\partial H}{\partial z}$ — градиент магнитного поля. В нашем примере для ферритового якоря марки 600НН в форме диска диаметром $D=4$ см и

толщиной $H=2$ мм сила, вызванная наличием вертикального градиента магнитного поля Земли $\frac{\partial H}{\partial z} = 1,748 \text{ А/м}^2$, имеет порядок $2 \cdot 10^{-10}$ Н, что при измерении ускорения пробной массой величиной 30 г создает погрешность порядка $7 \cdot 10^{-10}$, которой можно пренебречь.

Следующая испытательная серия магнитной гравиметрии проводилась по смещению визирной оси интерферометра по вертикали производилось по смещению лазерного пучка, отраженного уголкового отражателем. Отклонение от вертикали не превышало допустимой величины.

Если центр масс и оптический центр уголкового отражателя не совпадают и расстояние между ними равно r , то при вращении оптического центра вокруг центра масс с постоянной угловой скоростью ω (считаем, что внешние силы на массу не действуют, а вращение обусловлено начальным импульсом) имеет место центробежное ускорение $\ddot{z} = \omega^2 r$. В нашем примере $r=1$ мм, $\omega=1 \cdot 10^{-3}$ рад/с, что соответствует погрешности $\delta g = 10^{-10}$.

Теперь рассмотрим влияние на результат измерения случайных погрешностей. Существуют две основные причины случайных погрешностей — микросейсмические колебания фундамента, на котором установлен прибор, и ограниченная разрешающая способность счетчиков для измерения интервалов пути и времени при движении пробной массы.

При наличии микросейсмических колебаний фундамента $\xi(t)$, с которым жестко связана система отсчета перемещения пробной массы, измеренная величина $S_u(t)$ будет представлять собой разность между величинами перемещения пробной массы в инерциальной системе отсчета $S(t)$ (что и должно быть измеряемой величиной) и перемещения фундамента в той же системе отсчета: $S_u(t) = S(t) - \xi(t)$.

Величины микросейсмических колебаний измерялись во многих лабораториях (см., например, [7]). Некоторые средние величины можно характеризовать следующими цифрами. В диапазоне частот 1—100 Гц среднеквадратическая величина смещения имеет порядок 0,1—10 мкм. На более низких частотах, начиная от 0,1—0,2 Гц, эта величина может возрастать примерно на порядок. На частотах ниже 1 Гц гравиметрию больше интересуют ускорения. Их величина крайне редко достигает 1 мгал, оставаясь обычно существенно меньше. Проведенные нами измерения показали, что средние значения амплитуд микросейсмических колебаний в точке установки нашего гравиметра в дневное время имеют величину около 0,3 мкм, отдельные выбросы достигают величины 1 мкм. В ночное время эти амплитуды уменьшаются приблизительно в 3—4 раза.

Другая возможная причина — «сейсмический удар» — движение, возникающее после отпускания пробной массы. Действительно, пока пробная масса механически связана с гравиметром, она оказывает на него силовое воздействие mg . Если основание гравиметра, имеющего массу M , связано с фундаментом посредством жесткости k , то возникают колебания, имеющие форму затухающей косинусоиды, максимальная величина которой

$$\xi = \frac{mg}{k} = \frac{m}{M} \frac{g}{\omega_0^2}.$$

Здесь $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}}$ — собственная частота механической колебательной системы, образуемой массой гравиметра и его упругой связью с фундаментом. Если учесть, что m/M имеет порядок $(2-5) \cdot 10^{-4}$, а ξ нельзя допускать более 0,1 мкм, то получим, что минимальная величина $f_0 = 2\pi\omega_0$ должна составлять 20—50 Гц. Это условие исключает возможность какой-либо виброзащиты, если система отсчета движения пробной массы находится на основании гравиметра. А последнее условие является обязательным, иначе практически невозможно обеспечить надежную вертикальность луча лазера.

Источником случайных погрешностей может быть ограниченная разрешающая способность системы измерения пути и времени. При счете целых интерференционных полос и целых периодов эталона частоты возникает случайная погрешность измерения интервалов пути и времени, обусловленная недостаточностью малым шагом квантования этих интервалов. Погрешности, вызванные ограниченной дискретностью могут быть уменьшены принятием специальных мер, например использованием устройства время — амплитуда [1]. Однако это будет иметь смысл лишь в том случае, если погрешность квантования существенно превышает погрешность, вызванную микросейсмическими колебаниями. Действительно, дисперсия общей погрешности $\bar{\epsilon}^2$ в случае, если $\sqrt{\bar{\xi}^2}$ имеет один порядок с шагом квантования q или больше этой величины, может быть выражена [8]

$$\bar{\epsilon}^2 = \bar{\xi}^2 + q^2/6.$$

Таким образом, выполнение условия $q \ll \sqrt{\bar{\xi}^2}$ совершенно бессмысленно, а уменьшение $\sqrt{\bar{\xi}^2}/S$ менее $3 \cdot 10^{-7}$ связано с неоправданными трудностями.

В заключение приведем экспериментальные результаты измерения ускорения силы тяжести. Как указывалось выше, результаты измерения получаются в виде числовых массивов. Один цикл измерения занимал время порядка 12 с. За час работы установки при пятнадцатиминутной паузе мы набирали массив приблизительно 220 значений. В сутки удавалось набирать порядка 5000 значений.

В качестве примера на рис. 4 приведена гистограмма, показывающая распределение результатов 200 измерений, проведенных в течение 40 мин. Наблюдения показали, что в среднем случайная погрешность одного измерения несколько менее 1 мгал. Таким образом, измерение ускорения силы тяжести с погрешностью 0,1 мгал может быть произведено при наличии приблизительно 100 измерений, т. е. за интервал времени порядка 20 мин. Для уменьшения погрешности до величины 0,02 мгал необходимо приблизительно 2500 измерений, накопление которых требует работы установки около 12 ч. Естественно, что такие измерения должны производиться с учетом суточных вариаций гравитационного ускорения, вызванных притяжениями Луны и Солнца.

На рис. 5 приведены результаты измерений выполненных 13 и 14 мая. Средние значения, полученные из массивов, накопленных в течение двух

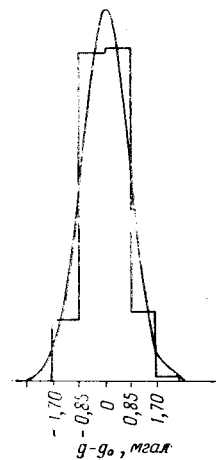


Рис. 4.

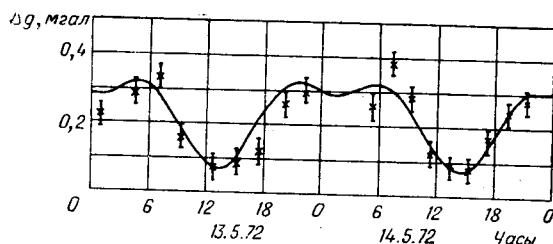


Рис. 5.

учным сотрудником Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга В. В. Нестеровым. Эти сведения были любезно предоставлены нам чл.-корр. АН СССР В. В. Федынским.

Проведенные эксперименты показали, что средние массивов измерений, полученных в течение двух часов, расходятся не более чем на 0,05 мгал, а суточные средние имеют расхождения не более 0,01 мгал.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Faller. Precision Measurement of the Acceleration of Gravity.— Science, 1967, v. 158, № 3797.
2. W. C. Rowley, D. C. Wilson. Wavelength Measurements of Helium-Neon Laser Emission.— Journ. Opt. Soc. Am., 1966, v. 56.
3. E. Engelhard. Wavelength Stability of He-Ne Gas Laser.— Zeitschr. Ang. Phys., 1966, v. 20, № 5.
4. K. D. Mielenz, K. F. Nefflen, W. R. C. Rowley, D. S. Wilson, E. Engelhard. Reproducibility of Helium-Neon Laser Wavelengths at 633 nm.— Appl. Optics, 1968, v. 7.
5. Г. А. Ленкова, А. И. Лохматов, И. А. Михальцова. Одночастотный стабилизированный гелий-неоновый лазер.— Автометрия, 1971, № 1.
6. М. Девин. Течения и теплообмен разреженных газов. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
7. Макламор, Макнейл, Барнейг. Влияние геофизических факторов на высокоточные измерения.— Вопросы ракетной техники, 1971, № 5.
8. В. М. Ефимов. Квантование по времени при измерении и контроле. М., «Энергия», 1969.

Поступила в редакцию
9 марта 1972 г.