

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
А В Т О М Е Т Р И Я

№ 6

1998

УДК 528.27

Г. П. Арнаутов

(Новосибирск)

ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ АБСОЛЮТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ
БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ГРАВИМЕТРОВ

Дан обзор кинематических, оптических и измерительно-вычислительных схем измерения абсолютного значения ускорения силы тяжести методом свободного падения тел. Основное внимание уделено описанию интерференционных методов измерения ускорения свободного падения. Приведены данные, характеризующие точность лазерных гравиметров, и результаты их международных метрологических сравнений.

Введение. При проведении фундаментальных исследований в геофизике, геологии, астрономии и метрологии требуется знание значения ускорения силы тяжести g с погрешностью менее $1 \cdot (10^{-8} - 10^{-9})g$. Определение фигуры Земли, детальное исследование ее геологического строения и физических свойств (плотности, упругости, вязкости), обеспечение воспроизведения и передачи единиц силы, давления, тока и других параметров зависят от точности измерения гравитационного ускорения в заданной точке и от его изменений в пространстве и времени. Особенно высокие требования к точности измерения ускорения силы тяжести предъявляются при решении задач глобальной геодинамики: относительная погрешность измерений не должна превышать значений $1 \cdot 10^{-9}g$ [1] (наиболее распространенной единицей измерения g в настоящее время является 1 микрогал (мкГал) = $1 \cdot 10^{-8} \text{ м/с}^2 \cong \cong 1 \cdot 10^{-9}g$).

Для измерения ускорения силы тяжести g можно использовать многочисленные физические явления: падение тел, колебания маятника, прецессию тяжелого гироскопа, колебания струны, натянутой грузом, искривление поверхности вращающейся жидкости, деформацию тел под действием постоянной массы, падение (левитацию) проводника с током или заряженной частицы в поле постоянного магнита, подъем жидкости в капилляре и другие [2, 3]. Однако при современном уровне измерительной техники приемлемая точность измерения g может быть получена из результатов наблюдения лишь небольшого числа этих явлений. Из известных в настоящее время физических явлений лишь два позволяют определять абсолютное (полное) значение ускорения силы тяжести на пункте наблюдений: маятниковый метод и метод свободного падения тел. Гравиметры, основанные на других физических принципах, измеряют относительное

изменение g в различных точках или изменение g во времени (например, приливные вариации, обусловленные положением Луны и Солнца относительно точки наблюдения на Земле в момент измерений). Калибровка – определение цены деления относительных гравиметров (в том числе и наиболее точных криогенных) – производится на основе результатов измерений абсолютными гравиметрами [4].

В упрощенном виде определение g маятниковым методом основано на формуле Гюйгенса, связывающей период T свободных колебаний математического маятника и значения g при бесконечно малой амплитуде колебаний и известной длине маятника l :

$$T = \pi \sqrt{l/g}. \quad (1)$$

В практически реализуемом физическом маятнике точность измерений g ограничивается погрешностью определения приведенной длины маятника, обусловленной сложной формой лезвия маятника, деформацией опоры маятника под действием его веса, износом лезвия и опоры и силами трения. Один из лучших в мире маятниковых комплексов, разработанный в Центральном научно-исследовательском институте геодезии, аэрофотосъемки и картографии (ЦНИИГАиК, Москва) [5], имеет погрешность относительных измерений не менее 50 мкГал. При абсолютных измерениях g маятниковый метод использовался до 60-х годов, при относительных измерениях с большим диапазоном Δg маятниковый метод применяется до сих пор.

Только с появлением лазеров и развитием прецизионных лазерных интерферометрических измерений лидирующее положение при измерениях g стал занимать баллистический метод, или метод свободного падения тел. Этот метод известен еще со времен Галилея (около 1590 г.), он основан на законе прямолинейного равноускоренного движения свободно падающего тела. В простейшем виде (без учета вертикального градиента силы тяжести) путь, пройденный свободно падающим телом в инерциальной системе отсчета за время T , равен

$$S = v_0 T + gT^2/2, \quad (2)$$

где v_0 – скорость тела в момент $T = 0$.

Из (2) следует, что для определения g достаточно произвести два отсчета S_1 и S_2 при T_1 и T_2 и из полученной системы двух уравнений определить

$$g = \frac{2(S_2 T_1 - S_1 T_2)}{T_1 T_2 (T_2 - T_1)}. \quad (3)$$

Таким образом, при измерении g баллистическим методом, как и при измерении маятниковым методом, значение g определяется на основе измерений длины S и времени T . Однако точность измерений S в (3) при применении современных лазерных интерферометрических средств значительно выше, чем точность измерения l в (1) (см. изложенные выше инструментальные ограничения этой точности).

В измерительной схеме баллистического метода можно использовать непосредственно два рабочих эталона, определяющих g : эталон длины

волны лазерного излучения λ и эталон времени (например, рубидиевый стандарт частоты).

1. **Кинематические схемы баллистических гравиметров.** В настоящее время известны два основных способа определения g баллистическим методом: несимметричный, при котором измерения производятся во время свободного падения пробной массы вниз (схема Галилея), и симметричный, предложенный впервые в 1947 году Вуоле (пробное тело подбрасывается вверх, и измерения пути и времени производятся на участках его движения вверх и вниз, симметричных относительно вершины траектории) [6]. Кинематические схемы этих двух способов измерений представлены на рис. 1.

В схеме на рис. 1, *a* центр масс свободно падающего тела (СПТ) в исходном стартовом положении находится в точке O_1 . После отпущения СПТ из стартовой позиции измерения начинаются с задержкой $\tau \approx 0,08$ с, необходимой для затухания переходных процессов в СПТ (типа растяжение-сжатие при переходе в условия невесомости) и в системе, удерживавшей СПТ в стартовой позиции (например, затухание электромагнитных полей, если удержание СПТ в стартовой позиции осуществлялось электромагнитной системой [7]). В момент прохождения СПТ точки 0 начинается отсчет пути $Z(t)$ и времени t . К этому моменту интерференционный сигнал достигнет частоты около 3 МГц, выше которой уже мало сказываются более низкочастотные шумы лазера и фотоприемника.

На рис. 1, *a* расстояния отсчитываются от верхнего уровня постаменты (обычно это массивный бетонный монолит, на котором установлен прибор). Здесь h_n – высота начала отсчета, h_k – высота конца измерений. В схеме гравиметра ГАБЛ [7] $h_n - h_k = 0,81$ м, $h_k = 0,76$ м.

В схеме на рис. 1, *b* стартовая позиция СПТ находится внизу. В начальный момент времени СПТ подбрасывается вверх, далее производятся измерения перемещений $Z(t)$ и времени t , симметричных относительно верхнего положения, достигаемого СПТ. Теоретически такая схема, во-первых, снижает требования к степени вакуумирования баллистического блока (ББ) (при движениях вверх, а затем вниз влияние силы сопротивления остаточного воздуха в ББ на результат измерений компенсируется); во-вторых, увеличивает в 2 раза при одинаковых вертикальных габаритах установки интервал измерений расстояний; в-третьих, предполагается, что погрешности измерения интервалов времени из-за инерционности электронной измерительной

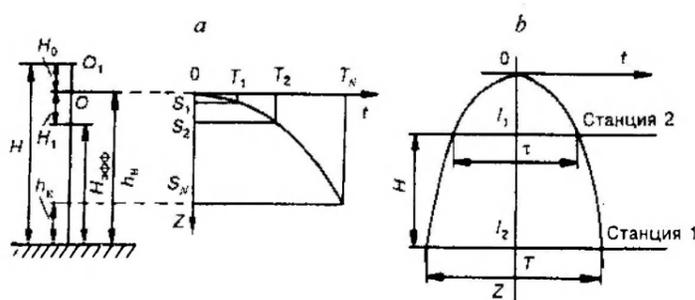


Рис. 1

схемы компенсируются (практически же не все эти достоинства удалось реализовать [2]).

В общем виде исходные данные для определения g выводятся из решения уравнения свободного падения тел:

$$\ddot{Z}(t) = g(Z). \quad (4)$$

Здесь $\ddot{Z}(t)$ – ускорение свободного падения – вторая производная по времени от $Z(t)$ в инерциальной системе отсчета, $g(Z)$ – ускорение силы тяжести в точке Z . В первом приближении $g(Z) = g_0 + \gamma Z$, где g_0 – значение g в точке $Z=0$, а γ – вертикальный градиент силы тяжести (нормальное значение $\gamma = 308,6$ мкГал/м). В [8] показано, что при $h_k > 0,4$ м неравномерностью γ , обусловленной влиянием локальных гравитирующих масс постаментов, фундамента и стен здания обсерватории можно пренебречь. Тогда решение уравнения (4) при начальных условиях $\dot{Z}(0) = v_0$ и $Z(0) = 0$ можно записать в следующем виде [7]:

$$Z(t) = v_0 t + 1/2 g t^2 + 1/6 \gamma (v_0 t^3 + 1/4 g_1 t^4). \quad (5)$$

Третье слагаемое этого выражения более чем на шесть порядков меньше суммы первых двух [8]. Поэтому v_0 и g_1 определяются по результатам любых двух измерений, например k -го ($S_k = Z(T_k)$) и N -го ($S_N = Z(T_N)$):

$$v_0 = \frac{S_k T_N^2 - S_N T_k^2}{T_k T_N (T_N - T_k)}, \quad g_1 = \frac{2}{T_N - T_k} \left(\frac{S_N}{T_N} - \frac{S_k}{T_k} \right). \quad (6)$$

Более точные формулы для определения g зависят от схем измерений. Рассмотрим эти схемы в общем виде.

2. Основные современные оптические схемы баллистических гравиметров (БГ). Первые оптические схемы БГ основывались на применении штриховых шкал для измерения длины. Примером реализации такой схемы можно назвать разработанное и изготовленное в 1956 году во Всесоюзном научно-исследовательском институте им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ, Ленинград) устройство. В вакуумированной камере свободно падал жезл длиной 1 м, покрытый светочувствительной эмульсией. На фотоэмульсию фокусировались вспышки света с заданной частотой. Источник света был жестко связан с вакуумной камерой и постаментом, на котором размещалось отсчетное устройство. Период между вспышками задавал время, а отметки на фотоэмульсии фиксировали расстояние, на которое переместилось свободно падающее тело (жезл) за это время. Далее по формуле (2) определялось значение g . Погрешность измерения этим методом оценивалась величиной не менее $1,3$ мГал = $1,3 \cdot 10^3$ мкГал.

Современные оптические схемы баллистических гравиметров основываются на интерференционных методах измерения пути свободного падения. Основные схемы приведены на рис. 2.

Первыми интерференционный метод измерения g применили Дж. Фаллер (США) и А. Сакума (Международное бюро мер и весов). Схемы их измерений были разработаны еще до появления высокостабильных одномодовых лазеров, поэтому они основывались на явлениях интерференции в

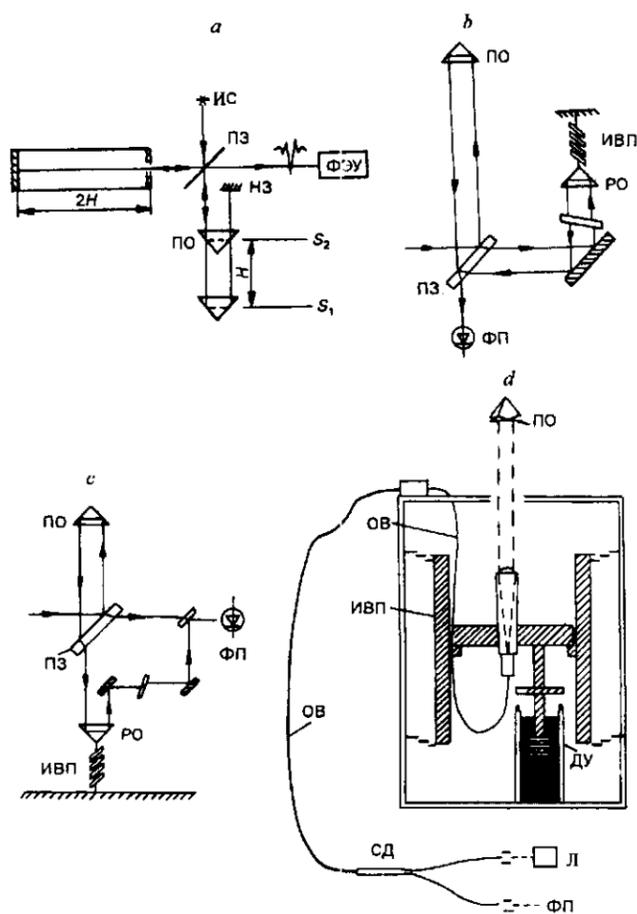


Рис. 2

белом свете. При этом Дж. Фаллер использовал схему интерферометра Майкельсона [9], а А. Сакума – схему интерферометра Фабри – Перо [10]. Эталон длины в этих схемах задавался длиной волны оранжевой линии изотопа криптона-86.

На рис. 2, а представлена схема баллистического гравиметра на основе интерферометра Фабри – Перо, которая долгое время использовалась в Международном бюро мер и весов (МБМВ, Севр, Париж) [10]. Основной луч от источника света (ИС) делится на два луча полупрозрачным зеркалом (ПЗ). Один из лучей падает на заднее зеркало эталона длины $2H$ и отражается от него в фотоприемник (ФЭУ). Это опорный луч. Второй луч (измерительный), пройдя через отражатель (ПО), связанный с падающим телом, отражается от неподвижного зеркала (НЗ), вторично проходит через ПО, возвращается к ПЗ и далее направляется к ФЭУ. При приближении длины оптического пути второго луча к длине оптического пути опорного луча появляются интерференционные полосы, интенсивность которых постепенно возрастает. В момент, когда длины обоих лучей (опорного и дважды прошедшего ПО) окажутся равными, в фокальной плоскости ФЭУ интенсивность полос

интерференции будет максимальной. Далее интенсивность интерференции убывает с увеличением разности указанных оптических путей. Если опорный луч теперь ограничить передним зеркалом эталона длины, то такой же максимум возникнет вновь, когда отражатель ПО переместится на расстояние, равное половине длины эталона. По моментам максимальной интенсивности интерференционных полос определяется время, затраченное на прохождение отрезка H . Длина H контролировалась криптоновым эталоном длины, разработанным в МБМВ. Гравиметр занимал два этажа здания и располагался на массивном термостатированном постаменте. Для компенсации влияния вибросейсмических колебаний постаumenta использовались показания низкочастотного сейсмографа. В дальнейшем для этой цели применялась сложная активная система компенсации вибросейсмических помех.

С появлением лазеров все последующие оптические схемы гравиметров основывались преимущественно на различных модификациях интерферометра Майкельсона. Наиболее распространенная схема такого гравиметра [11–16] показана на рис. 2, *b*. В вакуумированной камере свободно падает оптический уголкоый светоотражатель ПО – основное звено измерительного плеча интерферометра. Луч лазера делится пластиной ПЗ на два пучка. Измерительный пучок направлен вертикально вверх к ПО. Опорный луч падает на референтный отражатель (РО) и после отражения рекомбинирует с измерительным пучком, образуя интерференционное поле в плоскости фотоприемника (ФП). В результате интерференции на выходе ФП появляется электрический импульсный сигнал, период изменения которого соответствует перемещению СПТ на половину длины волны излучения лазера. Дальнейшая обработка этого сигнала производится различными электронно-измерительными системами, общий принцип построения которых описан в следующем разделе.

Общей особенностью схем современных интерферометров, применяемых в гравиметрах, является инерциальная виброзащитная подвеска (ИВП) РО. Необходимость такой виброзащитной системы обусловлена тем, что в реальных (земных) условиях невозможно создать инерциальную систему отсчета. Даже массивные бетонные постаменты на фундаментальных гравиметрических пунктах не устраняют погрешность измерения пройденного СПТ пути: сказываются вибросейсмические помехи, вызванные воздействием техногенных и вибросейсмических колебаний поверхности Земли. В зоне города преобладающими (особенно в дневное время) являются транспортные помехи. Вызванные ими колебания бетонного постаumenta площадью $2,5 \times 2,5$ м и глубиной 2 м достигают нескольких микрон при частотном диапазоне до десятков герц, что приводит к погрешности измерения g до сотен мкГал. В ночное время проявляются микросейсмические помехи, их фон по амплитуде в десятки раз ниже техногенных помех, но они имеют более низкочастотный спектр (менее 1 Гц) и компенсировать их влияние сложнее. Подробно проблема борьбы с этими помехами рассмотрена в работах [2, 7, 11–13, 15, 17]: влияние вибросейсмических помех удается уменьшить в десятки раз.

На рис. 2, *c* приведена оптическая схема одной из последних модификаций баллистического гравиметра США [18]. Используемая здесь модификация интерферометра Маха – Цендера предназначена для устранения влияния наклонных колебаний постаumenta. Эти колебания с угловой амплитудой φ могут внести погрешность, аналогичную погрешности из-за вертикальных колебаний постаumenta, если расстояние b между осями измерительного и

опорного плеч в интерферометре (см. рис. 2, *b*) достаточно велико. Тогда разность оптических путей в этих двух плечах при наклоне в вертикальной плоскости на угол φ во время измерения будет равна $b\varphi$. При этом горизонтальное приращение пройденного пути имеет малое значение (порядка $b\varphi^2$), и им можно пренебречь. В гравиметрах США типа JLAG [2] расстояние $b = 0,2$ м. Угловые колебания постаментов во время свободного падения тела, обусловленные воздействием механической схемы гравиметра JLAG (тело свободно падает в капсуле, движущейся во время измерения с переменным ускорением), могут привести к погрешности измерения g от 5 до 30 мкГал в зависимости от массивности постаментов, на котором проводятся измерения [18]. В предложенной на рис. 2, *c* схеме оба плеча (измерительное и опорное) находятся на одной вертикальной линии, поэтому предполагается, что влияние наклонов постаментов на погрешность измерений будет минимизировано.

Из других оригинальных современных оптических схем необходимо отметить схему с применением оптических волокон (ОВ), построенную по принципу интерферометра Фабри – Перо (рис. 2, *d*) [19]. Схема использована в донном гравиметре с глубиной погружения до 5000 м (этим в основном вызвана необходимость применения волоконной оптики). Интерференция возникает между отраженным от падающего оптического отражателя лучом и лучом, отраженным от конца волокна. ИВП и ДУ на данной схеме обозначают соответственно инерционную виброплатформу и демпфирующее устройство, Л – лазер, а СД – светоделиватель.

3. Общие схемы измерительно-вычислительных систем баллистических гравиметров. При свободном падении отражателя (см. оптические схемы) сигнал, продетектированный фотоприемником, представляет собой синусоиду с периодом, равным половине длины волны лазерного излучения. В системе отсчета, связанной со временем, интерференционный сигнал преобразуется в квазисинусоиду с возрастающей пропорционально скорости (т. е. времени свободного падения) частотой. Этот электронный сигнал показан на рис. 3. В настоящее время известны три схемы обработки интерференционного сигнала. В схеме гравиметров, созданных в ИАиЭ СО РАН [13], из сигнала фотоприемника формируются и задаются интервалы пройденного пути и измеряется время прохождения этих интервалов. В схеме гравиметров США [2] и им подобных, наоборот, задаются интервалы времени и измеряются отрезки пути свободного падения за эти времена. Третий вариант предусматривает непрерывную регистрацию интерференционного сигнала с помощью аналого-цифрового преобразователя [19].

В схеме гравиметров ИАиЭ СО РАН (рис. 3, *a*) дискриминатор нуля и делитель формируют из сигнала фотоприемника интервалы измерений заданным целым числом интерференционных полос (длин полуволн $\lambda/2$ лазерного излучения, т. е. периодов сигнала фотоприемника). В одном из вариантов такой схемы делитель частоты пропускает каждый 3200-й импульс, что соответствует приблизительно 10^{-3} м пройденного СПТ пути. Таким образом, на всем пути свободного падения, равном приблизительно 0,6 м, задают 600 интервалов пути S_i ($i = 1, 2, \dots, 600$). Для определения интервалов времени T_i прохождения заданных интервалов пути S_i используют метки времени, сформированные из сигнала рубидиевого стандарта частоты, умноженного до 40 МГц. Для устранения погрешности из-за дискретности периода следования меток времени q (сигнала умножителя) производится

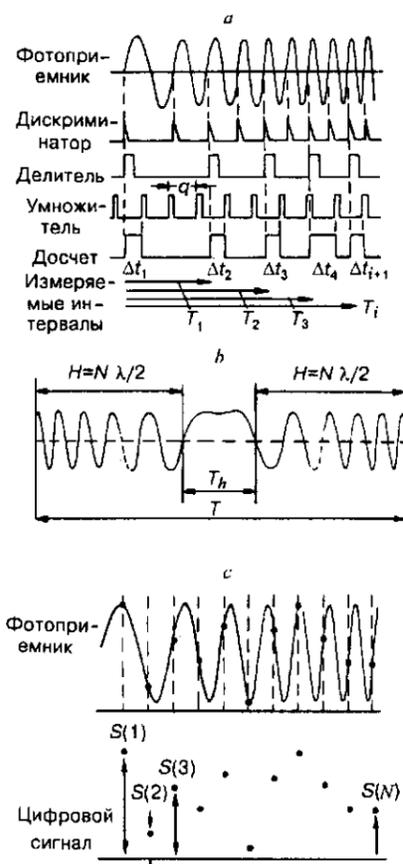


Рис. 3

досчет поправок Δt_i (см. рис. 3 и более подробную схему в [13]). В схеме гравиметров США для устранения погрешности из-за дискретности система досчета измеряет доли интерференционной полосы (напомню, что в схеме гравиметров ИАиЭ СО РАН путь задается целым числом интерференционных полос).

В схеме баллистического гравиметра с подбрасыванием СПТ интервалы измерений задают симметричными относительно вершины траектории. В вершине траектории скорость движения СПТ равна нулю, а в моменты подбрасывания и улавливания (моменты начала и конца измерений) максимальна. Сигнал на выходе фотоприемника интерферометра такого гравиметра показан на рис. 3, *b*. В первых реализациях метода симметричных измерений задавали два положения СПТ относительно вершины траектории, расстояние между которыми по вертикали равно H , и измеряли два интервала времени: время прохождения нижних положений (станций) T_1 при движении СПТ вверх, а затем вниз и время прохождения верхних пояожений T_h (см. рис. 1, *b* и 3, *b*). Исключение из расчетов расстояний, проходимых за время T_h , позволяет убрать часть интерференционного сигнала, имеющего вблизи вершины траектории сравнительно низкую частоту, на которой сосредоточены в

основном шумы лазера и фотоприемника. В современных схемах симметричных баллистических измерений также применяется метод многих отсчетов [2].

Третья схема обработки интерференционного сигнала на основе аналого-цифрового преобразователя показана на рис. 3, с. Ее достоинством является возможность использования более избыточной, чем в приведенных выше методах многих отсчетов (по числу интерференционных полос), информации для уточнения результата измерения. Практически в настоящее время этот гравиметр измеряет g с погрешностью более 10 мкГал, что в 2 раза превышает ошибку других приведенных схем (см. следующий раздел). Однако, учитывая новизну и, возможно, еще недостаточную разработку этого метода, а также условия работы гравиметра (дистанционность и автономность), можно надеяться на перспективность данного метода.

4. Точность современных лазерных баллистических гравиметров. Погрешность измерений этими гравиметрами можно разделить на две основные составляющие: случайную и систематическую (инструментальную). Случайная погрешность обусловлена влиянием некомпенсированной части вибросейсмических помех, она уменьшается методом накопления и усреднения результатов повторных измерений. Величина этой погрешности после статистической обработки составляет около 1 мкГал. Систематическая ошибка измерений вызвана неопределенностью параметров, от которых зависит значение g . Значения этих параметров приведены в табл. 1

Таблица 1
Систематические погрешности несимметричного метода измерений

Источники погрешности	Неопределенность, мкГал
Влияние остаточного газа	2,0
Градиент температур	1,0
Градиент магнитного поля	0,5
Электростатика	0,5
Притяжение аппаратуры	0,5
Отклонение от вертикали измерительного луча	1,0
Погрешность измерения пути	1,0
Неопределенность длины волны лазерного излучения	1,0
Вращение уголкового отражателя	0,5
Вертикальные и наклонные колебания постаментов	1,5
Погрешность измерения времени	1,5
Суммарная среднеквадратичная погрешность	3,5

[2] для схемы несимметричных измерений. Для схемы симметричных измерений эти ошибки практически те же самые. Следует отметить, что по результатам международных метрологических сравнений абсолютных гравиметров расхождения в показаниях гравиметров различных конструкций в основном лежат в пределах значений, приведенных в таблице.

Заключение. Многообразие схем построения абсолютных лазерных баллистических гравиметров способствует более точному определению их инструментальной погрешности. С целью установления единства гравиметрических измерений, проводимых в различных точках Земли разными приборами, Международная ассоциация геодезии проводит с 1981 года регулярно (приблизительно 1 раз в 4 года) официальные метрологические сравнения лазерных гравиметров в Париже (в МБМВ). Итоги этих сравнений в 1981–1989 гг. приведены в табл. 2 [20–22]. В 1994 г. для сравнения были представлены 11 гравиметров США и один франко-итальянский прибор [23]. Поскольку сравнивались гравиметры преимущественно одной конструкции, расхождение в результатах их измерений было минимальным и не превышало ± 5 мкГал. Результаты сравнений 1997 г. с более широким представлением гравиметров различных конструкций пока не опубликованы. В данных сравнений 1989 г. (см. табл. 2) указаны два значения, измеренные в двух пунктах и отнесенные к пункту A_0 . Результаты измерений в двух пунктах одним гравиметром, сведенные к пункту A_0 , характеризуют погрешность относительных измерений разности значений Δg в различных точках. Для грави-

Таблица 2
Результаты измерений в МБМВ, отнесенные к пункту A_0 на высоте 0,9 м

Дата	Тип гравиметра	g, мкГал
1981–1982	IMGC, Италия–Франция	980 925 705
	ГАБЛ, СССР	5 718
	Статический гравиметр, МБМВ	5 709
	Фаллер, США	5 701
	Хаммонд, США	5 760
	NIM, Китай	5 726
1985	IMGC	980 925 697
	ГАБЛ-М	5 704
	NIM	5 718
	JLAG-1, США	5 703
	Zumberg, США	5 715
	JAGER, МБМВ	5 678
1989	IMGC	980 925 701
	JLAG-2	5 719, 5 716
	JLAG-3	5 707, 5 722
	JLAG-5	5 704, 5 707
	JLAG-6	5 717, 5 722
	JLAG-1	5 717
	ГАБЛ-М	5 724, 5 721
	NIM	5 705
NAO, Япония	5 716, 5 715	

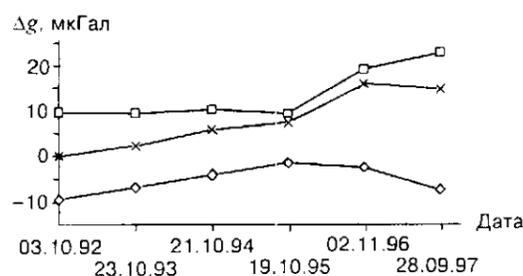


Рис. 4

метрической связи различных пунктов была образована микрогравиметрическая сеть на основе измерений Δg между этими пунктами с помощью группы прецизионных относительных гравиметров [24]. Среднеквадратическая погрешность таких групповых относительных измерений с многократным их повторением не превосходила 2 мкГал. При этом Δg , измеренное в различные годы, было непостоянным: изменения достигали 9 мкГал [24]. С учетом погрешности относительных измерений можно считать, что расхождение между результатами измерений различными лазерными гравиметрами находится в пределах ± 10 мкГал (за исключением результатов измерений прибором Хаммонда в 1981 г. и прибором МБМВ в 1985 г.). Сравнивая результаты измерений каждым из приборов в двух пунктах, можно оценить их относительную погрешность измерений (инструментальную погрешность можно считать постоянной): совпадение результатов измерений Δg большинством приборов находится в пределах ± 2 мкГал.

Для иллюстрации точности относительных измерений абсолютным лазерным гравиметром на рис. 4 приведены результаты многолетних наблюдений неприливных вариаций силы тяжести, проведенных лазерным ГАБЛ-М на сейсмостанции «Талая» (Иркутская область, Байкальская рифтовая зона). Чувствительность и точность гравиметра ГАБЛ-М позволяют регистрировать изменение g , обусловленное движением полюса Земли (изменением центробежной составляющей значения g из-за изменения расстояния до оси вращения Земли). На рис. 4 введены следующие обозначения: крестики – вариации измеренных значений Δg относительно значения g в 1992 г.; ромбики – расчетные вариации Δg , обусловленные движением полюса Земли; квадратики – вариации измеренных значений Δg с учетом поправки на движение полюса. Из рис. 4 видно, что движение полюса регистрировалось в течение 1992–1995 гг. с точностью $\pm 0,5$ мкГал (изменение координат полюса составляло в этот период десятые доли угловых секунд). Изменения Δg в 1996–1997 гг. обусловлены преимущественно неприливыми вариациями Δg , причина которых выясняется по результатам продолжающихся экспериментов.

Таким образом, погрешность измерения вариаций силы тяжести современными лазерными гравиметрами (их среднеквадратическая ошибка) составляет около 1 мкГал, неучтенная инструментальная погрешность равна 3,5 мкГал и в некоторых приборах достигает 10 мкГал.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буланже Ю. Д. Вскобые изменения силы тяжести // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1974. № 10.
2. Faller J. E., Marson I. Ballistic methods of measuring g – the direct free-fall and symmetrical rise- and fall-methods compared // Metrologia. 1988. N 25.
3. Юзефович А. П., Огородова Л. П. Гравиметрия. М.: Недра, 1980.
4. Hinderer J. N., Florsch J., Legros H., Faller J. E. On the calibration of a superconducting gravimeter using absolute gravity measurements // Geophys. Journ. Internat. 1991. N 106
5. Маятниковый комплекс «Агат»: [Проект.]/НПО «Геофизика» (ЦНИИГАиК). Л.: Недра, 1977.
6. Романюк В. А. Измерение абсолютного значения ускорения силы тяжести (теория) // Geod. Geoph. Veroff. R., III, N. 30, Berlin, 1974.
7. Arnautov G. P., Boulanger Yu. D., Kalish E. N. et al. "Gabl", an absolute free-fall laser gravimeter // Metrologia. 1983. N 19.
8. Арнаутов Г. П. Измерение ускорения свободного падения с учетом неравномерности его градиента // Автометрия. 1987. № 1. С. 51.
9. Faller J. E. Precision measurement of the acceleration of gravity // Science. 1967. 158.
10. Sakuma A. A permanent station for the absolute determination of gravity approaching one microgal accuracy // Int. Symp. Earth's Gravit. Field and Secul. Variat. Posit., 1973.
11. Hammond J. A., Faller J. E. A laser interferometer system for the absolute determination of the acceleration due to gravity // N.B.S. Special Publication 343, August 1971. P. 457.
12. Cerutti G., Cannizzo L., Sakuma A., Hostache J. A transportable apparatus for absolute gravity measurements // IMEKO Subcommittee "Measurement of Force and Mass". 4 th Int. Disc. Meeting on "Recent Developments in Force Measuring Devices. UDINE". 30 May – 3 June, 1974.
13. Арнаутов Г. П., Калиш Е. Н., Смирнов М. Г. и др. Лазерный баллистический гравиметр ГАБЛ-М и результаты наблюдений вариаций силы тяжести // Автометрия. 1994. № 3. С. 3.
14. Feng Y.-Y., Zhang G.-Y., Li D.-X. et al. A transportable absolute gravimeter for determining the acceleration due to the earth's gravity // Metrologia. 1982. N 18.
15. Murata I. A transportable apparatus for absolute measurement of gravity // Bull. of the Earthquake Research Institute. 1978. 53.
16. Бондарев С. С., Бренер В. Н., Занимонский Е. М. и др. Экспериментальные исследования баллистических гравиметров // Метрология. 1986. № 1.
17. Арнаутов Г. П., Коронкевич В. П., Стусь Ю. Ф. Интерферометр абсолютного лазерного баллистического гравиметра. Новосибирск, 1982. (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние, ИГиЭ; 196).
18. Niebauer T. M., Sasagawa G. S., Faller J. E. et al. A new generation of absolute gravimeters // Metrologia. 1995. N 32.
19. Zumberge M. A., Canutesson E. L., Hildebrand J. A. The ocean bottom absolute gravity meter // Ridge Events. 1994. N 4.
20. Boulanger Y. D., Arnautov G. P., Scheglov S. N. Results of comparison of absolute gravimeters, Sevres, 1981 // Bull. Inf. Bur. Grav. Int. 1983. N 52.
21. Boulanger Y. D., Faller J. E., Groten E. Results of the second international comparison of absolute gravimeters in Sevres, 1985 // Bull. Inf. Bur. Grav. Int. 1986. N 59.
22. Boulanger Y. D. et al. Results of the third international comparison of absolute gravimeters in Sevres, 1989 // Bull. Inf. Bur. Grav. Int. 1991. N 68.
23. Marson I., Faller J. E., Cerutti G. Fourth international comparison of absolute gravimeters // Metrologia. 1995. 32, N 3.
24. Becker M., Balestri L., Bartell R. Microgravimetric measurements at the 1994 international comparison of absolute gravimeters // Ibid.

Поступила в редакцию 18 сентября 1998 г.