

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РЯЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. В.Ф. УТКИНА**

**М.А. БУРОБИН, А.Н. ВЛАСОВ, В.В. ИВАНОВ,
Д.В. КИРЮШИН, И.А. ХАРЛАНОВ**

**ДИНАМИКА ПОСТУПАТЕЛЬНОГО
ДВИЖЕНИЯ. СИЛЫ.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

Учебное пособие

Рязань 2021

УДК 530.1

Динамика поступательного движения. Силы. Лабораторный практикум: учеб. пособие / М.А. Буробин, А.Н. Власов, В.В. Иванов, Д.В. Кирюшин, И.А. Харланов; Рязан. гос. радиотехн. ун-т им. В.Ф. Уткина. Рязань, 2021. 48 с.

Рассмотрены основные законы динамики поступательного движения, силы в механике. Приведено описание четырех лабораторных работ, включающее в себя метод эксперимента, порядок выполнения работ и итоговые контрольные вопросы.

Предназначено для студентов всех направлений подготовки бакалавров и специальностей, изучающих дисциплины «Физика» и «Научные основы инновационных технологий».

Табл. 3. Ил. 19. Библиогр.: 6 назв.

Сила, масса, ускорение, импульс, законы Ньютона

Печатается по решению редакционно-издательского совета Рязанского государственного радиотехнического университета имени В.Ф. Уткина.

Рецензент: кафедра общей и экспериментальной физики РГРТУ
(зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. М.В. Дубков)

Б у р о б и н Михаил Анатольевич
В л а с о в Александр Николаевич
И в а н о в Владимир Васильевич
К и р ю ш и н Дмитрий Вячеславович
Х а р л а н о в Игорь Алексеевич

Динамика поступательного движения.
Силы. Лабораторный практикум

Редактор М.Е. Цветкова

Корректор С.В. Макушина

Подписано в печать 16.06.21. Формат бумаги 60×84 1/16.

Бумага писчая. Печать трафаретная. Усл. печ. л. 3,0.

Тираж 200 экз. Заказ

Рязанский государственный радиотехнический университет.

390005, Рязань, ул. Гагарина, 59/1.

Редакционно-издательский центр РГРТУ.

© Рязанский государственный
радиотехнический университет
им. В.Ф. Уткина, 2021

1. Элементы теории. Динамика поступательного движения

1.1. Сила. Масса и импульс

Динамика – это раздел физики, который занимается нахождением закона движения тела, рассматривая причины, вызывающие это движение. В дальнейшем будем рассматривать поступательное движение абсолютно твердого тела, которое в общем случае можно свести к материальной точке. Впервые подобного рода задача была решена в знаменитой работе И. Ньютона «Математические начала натуральной философии», опубликованной в 1687 г.

Начнем с вопроса, который достался И. Ньютону «по наследству» от Г. Галилея. По Аристотелю любое искусственное движение (не возникающее по божественному умыслу) было бы невозможным без наличия внешнего воздействия, которое и обеспечивало бы это движение. В современной физике обобщенной характеристикой воздействия одного материального объекта на другой является вектор, называющийся *силой* \vec{F} . Он определяется и величиной внешнего воздействия, и его направлением. Если же на рассматриваемую механическую систему оказывается одновременно несколько воздействий (действует несколько сил), то их можно свести к одному эквивалентному, суммарному воздействию и ввести понятие *равнодействующей силы*, которая равна сумме всех отдельных сил:

$$\vec{F}_{\Sigma} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_N. \quad (1.1)$$

Механическое воздействие может осуществляться как между непосредственно контактирующими телами, так и между удаленными телами посредством особых форм материи, называемой *физическим полем* или просто *полем*. Галилей же первым доказал, что тело может механически перемещаться довольно долго (в принципе бесконечно долго), причем с неизменной скоростью и без действия на него каких-либо сил.

Ньютон полностью согласен с этим и поэтому пишет: «Врожденное свойство материи есть присущая ей способность сопротивления, по которой всякое отдельно взятое тело, поскольку оно предоставлено само себе,

удерживает состояние покоя или равномерного и прямолинейного движения».

Это свойство количественно характеризуется величиной, которая получила название «*инертная масса*», и называется *инертностью*.

Таким образом, в данном случае *масса* – скалярная физическая величина, количественно характеризующая способность тел сохранять текущее состояние движения или покоя.

Свойства массы в классической механике (механике Ньютона):

- масса тела не зависит от параметров движения и остается неизменной при их изменении;
- масса обладает свойством аддитивности, то есть масса системы тел равна сумме масс отдельных составляющих системы;
- масса замкнутой системы (границы которой не пересекают ни тела, входящие в систему, ни внешние тела) остается неизменной (закон сохранения массы).

Понятие «масса» напрямую связано с понятием «*плотность*», которая определяется как отношение массы Δm тела к объему ΔV , занимаемому телом (средняя плотность тела):

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}, \quad (1.2)$$

или бесконечно малой массы dm тела к величине элементарного объема dV (плотность):

$$\rho = \frac{dm}{dV}. \quad (1.3)$$

Соответственно

$$m = \int_V \rho dV. \quad (1.4)$$

Для любой системы тел, обладающих массой, существует особая точка, называемая *центром масс*. Ее положение определяет радиус-вектор \vec{r}_C , который, в свою очередь, равен:

$$\vec{r}_C = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1}^n m_i}, \quad (1.5)$$

где m_i и \vec{r}_i – масса и радиус-вектор i -й материальной точки, n – число точек, на которые можно разбить систему.

Кроме массы, по Ньютону всякое движущееся материальное тело обладает запасом некоего *количества движения* или *импульсом*. Импульс \vec{p} тела определяется как массой m тела, так и скоростью \vec{v} его перемещения, то есть это вектор, определяемый соотношением

$$\vec{p} = m\vec{v}. \quad (1.6)$$

Импульс также обладает свойством аддитивности, то есть суммарный импульс механической системы равен геометрической сумме импульсов отдельных тел, составляющих ее:

$$\vec{p}_\Sigma = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i. \quad (1.7)$$

1.2. Первый закон Ньютона. Инерциальные и неинерциальные системы отсчета

Формулировка закона.

Всякое тело продолжает удерживаться в своем состоянии покоя или равномерного и прямолинейного движения до тех пор, пока оно не будет выведено из этого состояния внешним воздействием (силой).

Так как любое механическое движение относительно, то ясно, что этот закон выполняется не всегда. Справедливость или несправедливость закона связана с выбором системы отсчета. Так, например, рассматривая две системы отсчета, движущиеся относительно друг друга с неким ускорением, мы получаем, что если в одной из них тело покоится, то в другой оно движется ускоренно, даже если на него нет никакого возмущающего воздействия. Таким образом, одновременно в обеих системах этот закон не выполняется.

В связи с этим все системы отсчета можно подразделить:

– на движущиеся относительно друг друга с одинаковыми и по модулю, и по направлению скоростями – инерциальные системы, в каждой из которых по отдельности и во всех вместе взятых первый закон Ньютона выполняется, то есть в которых свободное от внешних воздействий тело (материальная точка) имеет ускорение, равное нулю;

– движущиеся по отношению друг к другу с ускорением – неинерциальные системы, в которых первый закон Ньютона не выполняется и свободное тело без какого-то ни было воздействия движется ускоренно.

Однако на практике невозможно выбрать систему, которая была бы строго инерциальна. Дело в том, что строго прямолинейного поступательного движения практически не бывает, так как все тела так или иначе взаимодействуют друг с другом, что, естественно, нарушает равномерность движения.

В настоящее время на практике в качестве эталонной инерциальной системы выбирают систему отсчета, связанную с Солнцем (гелиоцентрическая система), хотя из-за вращения Солнца вокруг ядра нашей Галактики она также строго не является инерциальной. Однако если ошибка, связанная с выбором системы, лежит в допустимых пределах, в качестве инерциальной системы можно выбрать любую другую, пусть даже движущуюся с ускорением (например, связанную с поверхностью Земли).

1.3. Второй закон Ньютона как уравнение движения

Итак, если на тело нет никаких внешних воздействий или эти воздействия компенсируют друг друга, то тело движется с постоянной скоростью или покоится. Тогда каким же будет характер движения, если равнодействующая всех сил, действующих на тело, будет отлична от нуля? Ответ на этот вопрос Ньютон дает в следующем утверждении (второй закон Ньютона).

Ускорение, приобретенное телом вследствие внешнего воздействия (действия силы), прямо пропорционально этому действию, направлено вдоль линии действия и обратно пропорционально массе тела, то есть

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}. \quad (1.8)$$

Ньютон записывал этот закон несколько иначе: *изменение количества движения пропорционально приложенной движущей силе и происходит в направлении той прямой, вдоль которой эта сила действует*, то есть

$$d\vec{p} = \vec{F} dt, \quad (1.9)$$

или

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}. \quad (1.10)$$

Величина $\vec{F} dt$ носит название *импульса силы*. Если на тело действует одновременно несколько сил, то во всех случаях речь идет о равнодействующей (геометрической сумме) этих сил.

Второй закон Ньютона часто называют *основным законом динамики поступательного движения* (основным законом динамики материальной точки), а оба записанных выше уравнения называются *уравнениями движения тела*, так как, раскладывая векторы, входящие в них, в проекциях на оси выбранной системы координат, можно получить зависимости кинематических параметров от времени, то есть получить закон движения.

1.4. Третий закон Ньютона

Остается ответить на последний вопрос, который является логическим продолжением двух первых: если некоторое первое тело действует на второе, то чем оно лучше или хуже его? Ведь в принципе с точки зрения физики все тела равноправны. Тогда, согласно принципу симметрии, который играет большую роль в естествознании, если есть прямое действие, то должно быть и обратное.

В связи с этим третий закон Ньютона гласит: *любому действию есть равное по величине и противоположное по направлению противодействие*, или *все тела взаимодействуют с силами, равными по величине и противоположными по направлению*. Математически это записывается так:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \quad (1.11)$$

где \vec{F}_{12} и \vec{F}_{21} – силы, с которыми первое тело действует на второе и второе – на первое соответственно (рис. 1.1).

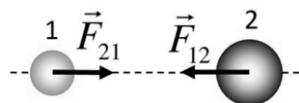


Рис. 1.1

Третий закон Ньютона справедлив не всегда. Он строго выполняется в случае контактного взаимодействия и в случае дистантного взаимодействия покоящихся тел.

Стержнем всей ньютоновской механики является второй закон. Из него следует как частный случай первый закон. Действительно, если суммарное действие на тело равно нулю, то из второго закона имеем

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\vec{F}}{m} = 0,$$

то есть $\vec{v} = 0$ и $\vec{v} = const$.

Это означает, что в этом случае движение прямолинейное и равномерное. Более того, можно утверждать, что вся без исключения классическая механика – следствие второго и третьего законов:

- второй закон дает количественное соотношение между параметрами движения тела и суммарным воздействием, производимым на него извне (действием внешних сил);
- третий закон определяет характер взаимодействия тел (связывает воздействие отдельных тел друг на друга в единую систему).

Рассмотрев общие принципы подхода к решению механической задачи, рассмотрим конкретные виды воздействия одних тел на другие.

1.5. Закон Всемирного тяготения. Сила тяжести и вес тела

Закон Всемирного тяготения (гравитации), установленный и сформулированный Ньютоном, является фундаментальным законом механики: *два любых тела (материальные точки) взаимодействуют с силой, пропорциональной произведению их масс (m_1 и m_2) и обратно пропорциональной квадрату расстояния (r^2) между их центрами масс, то есть*

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1.12)$$

где $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$ – гравитационная постоянная.

В данном случае масса, входящая в закон Всемирного тяготения, называется *гравитационной массой* и является мерой гравитационного взаимодействия тел. В настоящее время с достаточной точностью доказано равенство инертной и гравитационной масс, и, таким образом, в дальнейшем будем использовать единое понятие «масса».

Сила, определяющая гравитационное притяжение материальных точек, направлена вдоль прямой, проходящей через эти точки в полном соответствии с третьим законом Ньютона, как показано на рис. 1.1. В векторном виде математическая запись закона гравитации выглядит как

$$\vec{F}_{12} = -G \frac{m_1 m_2}{r_{12}^3} \vec{r}_{12} \quad (1.13)$$

и аналогичным образом:

$$\vec{F}_{21} = -G \frac{m_1 m_2}{r_{21}^3} \vec{r}_{21}, \quad (1.14)$$

где \vec{r}_{12} и \vec{r}_{21} – соответствующие радиусы-векторы, проведенные от первой материальной точки ко второй и наоборот.

Если же мы имеем объемные тела, то нахождение сил гравитационного взаимодействия сводится к суммированию по всем материальным точкам, на которые можно разбить тела. Математически эта процедура записывается следующим образом:

$$\vec{F}_{12} = \int \int_{V_1 V_2} \frac{\rho_1 \rho_2}{r_{12}^3} \vec{r}_{12} dV_1 dV_2. \quad (1.15)$$

В результате получаем общую силу тяготения, приложенную к центру масс рассматриваемого тела. Ситуация значительно упрощается, если взаимодействующие тела однородны и правильной формы, т.е. обладают тем или иным видом симметрии. Тогда их центры масс совпадают с геометрическим центром тел.

Земля, согласно закону Всемирного тяготения, притягивает все остальные тела с силой

$$\vec{F}_T = -G \frac{Mm}{r^3} \vec{r}, \quad (1.16)$$

где M – масса Земли; r – расстояние между центром Земли и центром масс данного тела, обладающего массой m .

Действие этой силы сообщает любому свободному телу ускорение

$$\vec{g} = -G \frac{M}{r^3} \vec{r}, \quad (1.17)$$

которое называют *ускорением свободного падения*. Так как вблизи поверхности Земли r может быть принято равным радиусу Земли ($r \approx R_3$), то $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ и силу тяготения, которую называют в этом случае *силой тяжести*, можно переписать в виде

$$\vec{F}_T = m\vec{g}. \quad (1.18)$$

Однако, находясь на поверхности опоры или будучи закрепленным на подвесе, тело находится в состоянии покоя, что, согласно первому закону Ньютона, свидетельствует о том, что действие силы тяжести компенсируется действием силы реакции опоры или подвеса. По третьему закону Ньютона, если опора или подвес действуют на тело, то и тело, в свою очередь, действует на них с некой равной по модулю, но противоположной по направлению силой, которую называют *весом тела*.

Необходимо помнить, что как модуль веса тела, так и направление этой силы не всегда равны силе тяжести. Это может быть, например, в случае, когда на рассматриваемое тело, помимо этих сил, действуют и другие силы (силы внешней тяги, силы трения и т.д.).

1.6. Упругие силы

Обычно в механике, производя замену некоторого физического тела материальной точкой, мы пользуемся абстрактным понятием абсолютно твердого тела. Однако в реальности под действием приложенных сил любое тело *деформируется*, то есть изменяет свои геометрические размеры и форму.

Если после прекращения деформирующего действия деформация тела исчезает, то есть тело возвращается в первоначальное состояние, то такая деформация называется *упругой*. Деформации, которые сохраняют-

ся в теле после прекращения действия внешних сил, называются *пластическими* (или *остаточными*). Деформации реального тела всегда пластические, так как они после прекращения действия внешних сил никогда полностью не исчезают. Однако если остаточные деформации малы, то ими можно пренебречь и рассматривать упругие деформации.

В механике выделяют несколько простейших видов деформации: растяжение, сжатие, сдвиг, кручение, изгиб. В теории упругости доказывается, что все перечисленные виды деформации могут быть сведены к одновременно происходящим деформациям растяжения (сжатия) и сдвига.

Рассмотрим однородный стержень длиной l и площадью поперечного сечения S (рис. 1.2), к краям которого приложены направленные вдоль его оси силы \vec{F}_1 и \vec{F}_2 (при этом $F_1 = F_2 = F$), в результате чего длина стержня меняется на величину Δl , называемую *абсолютной деформацией* растяжения (сжатия). Естественно, что при растяжении Δl положительна, а при сжатии – отрицательна.

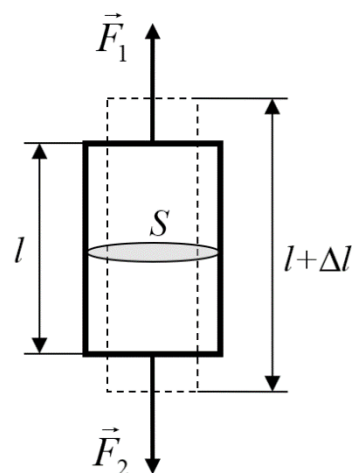


Рис. 1.2

Величина σ , равная модулю силы, приходящейся на единицу площади поперечного сечения стержня, называется *механическим напряжением*:

$$\sigma = \frac{F}{S}. \quad (1.19)$$

Если сила направлена по нормали к поверхности, напряжение называется *нормальным*, если же по касательной к поверхности – *тангенциальным*. Если напряжение одинаково во всех точках тела, то деформация называется *однородной* (например, деформация растяжения или сжатия). В противном случае деформация называется *неоднородной* (например, кручение, изгиб).

Величиной, характеризующей степень деформации тела, является его *относительная деформация* ε . В случае продольной деформации величина ε характеризует относительное удлинение стержня:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}. \quad (1.20)$$

Американский физик *Р. Гук* экспериментально установил закон, согласно которому для малых деформаций относительное удлинение ε и механическое напряжение σ прямо пропорциональны друг другу:

$$\sigma = E\varepsilon, \quad (1.21)$$

где коэффициент E зависит от упругих свойств материала и называется *модулем Юнга*.

Из формул (1.19), (1.20) и (1.21) следует, что

$$F = \frac{ES}{l} \Delta l. \quad (1.22)$$

Если ввести новую величину

$$k = \frac{ES}{l} \quad (1.23)$$

и назвать ее *коэффициентом упругости* или *коэффициентом жесткости* тела, то закон Гука переписывается в виде

$$F = k\Delta l. \quad (1.24)$$

Этот закон выполняется для твердых тел, если деформирующая сила, а таким образом и механическое напряжение, не превышают некоторого максимального предела. Изменение механического напряжения, возникающего в твердом теле при деформации, представляется в виде диаграммы напряжений, качественный ход которой показан на рис. 1.3. Из рисунка видно, что линейная зависимость напряжения от деформации, соответствующая закону Гука, выполняется лишь до так называемого *предела пропорциональности* $\sigma_{\text{пр}}$. При дальнейшем увеличении напряжения деформация остается еще упругой [хотя зависимость $\sigma(\varepsilon)$ становится нелинейной], и до так называемого *предела упругости* σ_y остаточные деформации пренебрежимо малы. За пределом упругости в теле возникают заметные остаточные деформации, и график, описывающий возвращение тела в первоначальное состояние после прекращения действия силы, изобразится не кривой CO , а параллельной ей – CF .

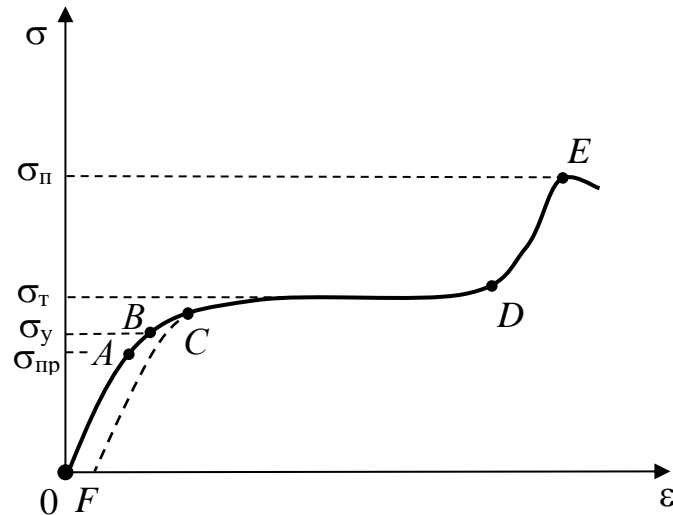


Рис. 1.3

Механическое напряжение, при котором появляется заметная остаточная деформация, называется *пределом текучести* σ_T . Ей соответствует точка D на диаграмме напряжений. В области CD деформация возрастает практически без увеличения напряжения (тело как бы «течет»). Эта область называется областью текучести (или областью пластических деформаций). Материалы, для которых область текучести значительна, называются вязкими, для которых же она практически отсутствует, – хрупкими. При дальнейшем растяжении (за точку E) происходит разрушение тела. Максимальное напряжение, возникающее в теле до разрушения, называется *пределом прочности* σ_Π .

Если же присутствует деформация сдвига, то для того же самого стержня можно записать:

$$\sigma = \gamma G, \quad (1.25)$$

где G – модуль сдвига (аналогичен по смыслу модулю Юнга), γ – относительный сдвиг, определяемый как $\gamma = \tan \varphi = \Delta l / l_0$ (рис. 1.4).

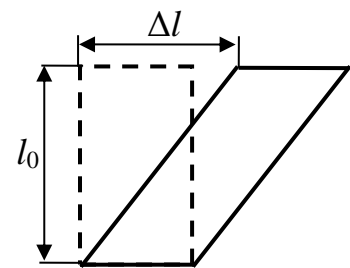


Рис. 1.4

В технике важную роль играют все виды деформации – как упругие, так и неупругие. Рассмотрение упругих деформаций необходимо, например, при расчете конструкций зданий, корпусов и несущих элементов радиоаппаратуры, при изготовлении инструментов. Рассмотрение неупругих деформаций важно при таких технологических процессах, как штамповка, чеканка, формовка, прокатка и т.д.

1.7. Силы трения

На любое движущееся тело действуют силы трения. Природа этих сил может быть различной, но в результате их действия всегда происходит превращение механической энергии во внутреннюю энергию трущихся тел, т. е. энергию теплового движения частиц.

В механике различают два вида трения: *внешнее*, между твердыми телами, и *внутреннее*, между слоями жидкости или газа. Внешним трением называется явление возникновения в месте контакта двух соприкасающихся твердых тел касательных сил, препятствующих относительному перемещению этих тел. Внешнее трение между движущимися друг относительно друга телами называется *кинематическим*. Внешнее трение между взаимно неподвижными телами называется *трением покоя*. Внешнее трение возникает между перемещающимися чистыми поверхностями твердых тел, а также между поверхностями, покрытыми оксидными слоями.

Практически трудно получить чистые поверхности. Оставшиеся или прилипшие адсорбированные поверхностно активные молекулы образуют на поверхности так называемые граничные слои, сильно влияющие на процесс трения. В этом случае внешнее трение можно назвать *граничным трением*.

В зависимости от характера относительного движения различают *трение скольжения*, возникающее при поступательном перемещении (скольжении) одного тела по поверхности другого, и *трение качения*, возникающее тогда, когда одно тело катится по поверхности другого.

Трение покоя

Если к покоящемуся телу приложить силу, пытаясь сдвинуть его с места, но при этом тело остается в покое, то внешняя сила уравновешивается силой трения покоя. При увеличении внешней силы сила трения покоя тоже увеличивается до некоторого максимального значения

$$F_0 = \mu_0 N, \quad (1.26)$$

где N – сила нормального давления; μ_0 – коэффициент трения покоя.

Данное соотношение было экспериментально получено *Г. Амонтоном*, затем подтверждено и обобщено *Ш. Кулоном* и носит название «закон Амонтона – Кулона».

При величине внешней силы $F > F_0$ тело приходит в движение, и в этом случае нужно рассматривать трение скольжения.

Трение скольжения

Основным законом для силы трения скольжения также является закон Амонтона – Кулона, уточнённый *Б. В. Дерягиным*:

$$F_{\text{тр}} = \mu(N + P_0 S_0), \quad (1.27)$$

где μ – коэффициент трения скольжения (при малых скоростях $\mu \approx \mu_0$), N – сила нормального давления, P_0 – удельная адгезия (сила прилипания, отнесённая к единице площади), S_0 – площадь истинного контакта.

Произведение $P_0 S_0$ называется тангенсальной адгезией. При нулевой нагрузке сила трения определяется молекулярными силами прилипания поверхностей – их адгезией.

Как видно из формул (1.26) и (1.27), сила трения определяется коэффициентом трения. Экспериментально установлено, что величина коэффициента трения зависит от материала поверхностей, их микрогеометрического профиля, газовой среды и от множества других факторов.

Трение качения

Пусть по твёрдой поверхности перекатывается тело, например цилиндр или шар (рис. 1.5). Допустим, что:

1) тело катится без проскальзывания, тогда скорость центра масс равна

$$v_c = \omega R, \quad (1.28)$$

где ω – угловая скорость, R – радиус катка;

2) тело и плоскость являются абсолютно жёсткими, т. е. тело не деформируется, а касается плоскости в одной точке O (точечный контакт), тогда момент силы трения $M_{\text{тр}}$ относительно центра масс и сила трения $F_{\text{тр}}$ связаны соотношением

$$M_{\text{тр}} = RF_{\text{тр}}. \quad (1.29)$$

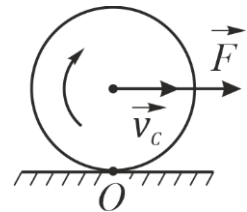


Рис. 1.5

Легко доказать, что в принятой модели сила трения не совершает работы. Элементарная работа силы трения при повороте на угол $d\varphi$ за время dt равна $M_{\text{тр}}d\varphi = M_{\text{тр}}\omega dt$, а элементарная работа силы трения при смещении центра масс тела на ds за время dt равна $-F_{\text{тр}}ds = -F_{\text{тр}}v_C dt$. Следовательно, полная элементарная работа силы трения за время dt равна

$$dA_{\text{тр}} = (M_{\text{тр}}\omega - F_{\text{тр}}v_C)dt. \quad (1.30)$$

Из формулы (1.30) с учётом соотношений (1.28) и (1.29) получим:

$$dA_{\text{тр}} = 0.$$

Этот результат говорит о том, что принятая идеализация не отвечает физической реальности. На самом деле в процессе движения тело взаимодействует с плоскостью, поэтому его механическая энергия должна убывать, а это значит, что соотношения (1.28) и (1.29) могут быть верны лишь настолько, насколько можно пренебречь рассеиванием энергии.

Допустим, что имеет место слабое проскальзывание, тогда скорость точек касания (точка O на рис. 1.5) катка (скорость проскальзывания) равна

$$u = v_C - \omega R, \quad u \ll v_C. \quad (1.31)$$

Будем считать справедливым предположение об абсолютной жёсткости шара и поверхности, а значит, и справедливым выражение (1.29). Тогда, учитывая (1.29), (1.30) и (1.31), получаем соотношение:

$$dA_{\text{тр}} = -F_{\text{тр}}u dt.$$

Пусть под действием постоянной силы F (см. рис. 1.5) центр масс катка движется горизонтально с постоянной скоростью v_C . Тогда кинетическая энергия тела постоянна, и работа силы F за время dt равна $dA = Fv_C dt$ и компенсируется работой силы трения:

$$\begin{aligned} dA_{\text{тр}} + dA &= 0, \\ -F_{\text{тр}}u + Fv_C &= 0. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Так как центр масс тела движется с постоянной скоростью, то векторная сумма сил, действующих на тело, должна быть равна нулю

$$\begin{aligned}\vec{F} + \vec{F}_{\text{тр.кач.}} &= 0, \\ F &= F_{\text{тр.кач.}},\end{aligned}\tag{1.33}$$

где $F_{\text{тр.кач.}}$ – сила трения качения.

Из формул (1.32) и (1.33) следует:

$$F_{\text{тр.кач.}} = F_{\text{тр}} \frac{u}{V_C}.\tag{1.34}$$

Практически часто реализуется случай, когда трение качения от скорости тела не зависит. Видно, что в этом случае скорость проскальзывания пропорциональна скорости тела:

$$u = \varepsilon V_C,$$

где ε – коэффициент пропорциональности (обычно $\varepsilon \ll 1$).

Согласно закону Амонтона – Кулона, сила трения скольжения без учета адгезии равна $F_{\text{тр}} = \mu N$. Тогда

$$F_{\text{тр.кач.}} = \varepsilon \mu N = kN,\tag{1.35}$$

где $k = \varepsilon \mu$ – коэффициент трения качения.

Существует также другой механизм образования трения качения, связанный с деформацией катящегося тела или поверхности, по которой катится тело. Вследствие деформации плечо силы трения немного меньше, чем для случая абсолютно жёсткого контакта. Поэтому можно оставить соотношение (1.28), но считать, что условие 2 не выполняется и зависимость между моментом силы трения и силой трения имеет вид:

$$M_{\text{тр}} = \lambda F_{\text{тр}} R,\tag{1.36}$$

где λ – некоторый постоянный коэффициент ($\lambda < 1$).

Так как тело или плоскость несколько деформируются, поэтому плечо силы трения λR немного меньше, чем для случая абсолютно жёсткого контакта. Типичное значение коэффициента трения скольжения $\mu \sim 0,1$, а коэффициента трения качения $k \sim (10^{-2} - 10^{-3})$.

2. Лабораторный практикум

Лабораторная работа 1

Изучение движения тел по наклонной плоскости

Цель работы: изучение движения тел по наклонной плоскости, экспериментальное определение зависимости ускорения от угла наклона плоскости; вычисление коэффициента трения скольжения; определение условий, при которых возможно движение методом чистого качения и качения со скольжением.

Приборы и принадлежности: макет экспериментальной установки, состоящий из наклонной плоскости, электронного секундомера СЭЦ-100 и набора исследуемых тел (шарик, цилиндр).

Элементы теории и метод эксперимента

При вращении тела вокруг неподвижной оси мгновенная линейная скорость любой точки этого тела равна $\vec{v}_i = [\vec{\omega}, \vec{r}]$, где $\vec{\omega}$ – угловая скорость, \vec{r} – радиус-вектор, проведенный из оси вращения в данную точку. На рис. 2.1, а показано, как распределены линейные скорости \vec{v}_i точек тела, лежащих на прямой OO' . Ось вращения проходит через точку C перпендикулярно к плоскости чертежа. Вектор $\vec{\omega}$ расположен вдоль оси вращения и направлен за чертеж.

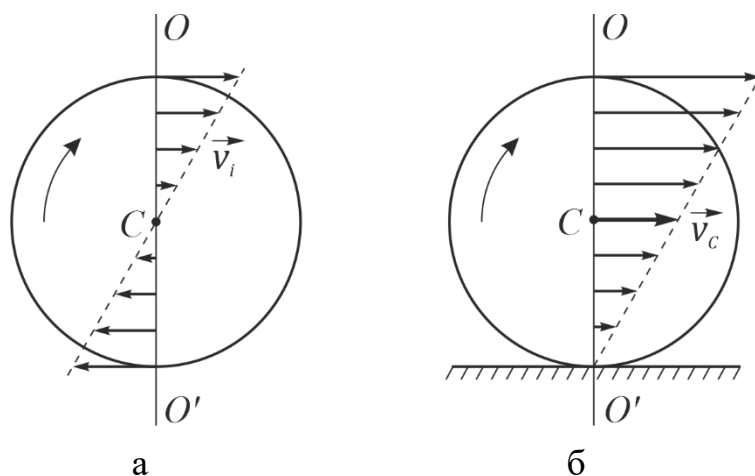


Рис. 2.1

Сложное плоское движение, например движение катящегося тела, следует рассматривать как сумму двух движений – вращательного вокруг оси, проходящей через центр масс C , и поступательного движения со скоростью \vec{V}_C центра масс (рис. 2.1, б). В этом случае, в соответствии с принципом сложения скоростей, линейные скорости точек тела будут равны векторной сумме скоростей, которые они имели при вращательном движении \vec{V}_i , и одинаковой для всех точек тела скорости \vec{V}_C поступательного движения центра масс:

$$\vec{V} = \vec{V}_i + \vec{V}_C. \quad (2.1)$$

На рис. 2.1, б показано распределение скоростей вдоль прямой OO' в случае, когда скорость в точке соприкосновения тела и поверхности равна по модулю скорости V_C движения центра масс:

$$\vec{V}_i = -\vec{V}_C. \quad (2.2)$$

Тогда, в соответствии с (2.1), результирующая скорость точки соприкосновения тела с плоскостью будет равна нулю. Следовательно,

$$\vec{V}_C = [\vec{\omega}, \vec{R}]. \quad (2.3)$$

Равенство нулю линейной скорости точки соприкосновения при качении тела по плоскости означает отсутствие скольжения. В свою очередь, это возможно лишь при определенных значениях силы трения.

Определить условия, при которых возможно чистое качение, и когда качение будет переходить в качение со скольжением, мы попытаемся на примере движения шара по наклонной плоскости. Любое движение твердого тела можно представить как суперпозицию двух основных видов движения – поступательного и вращательного. Разберем сначала только поступательное движение тела.

Рассмотрим тело, находящееся на наклонной плоскости, составляющей с горизонтом угол α (рис. 2.2). На тело действуют: сила тяжести $m\vec{g}$, сила нормальной реакции опоры \vec{N} и сила трения $\vec{F}_{\text{тр}}$. Если тело скользит по наклонной плоскости, то сила

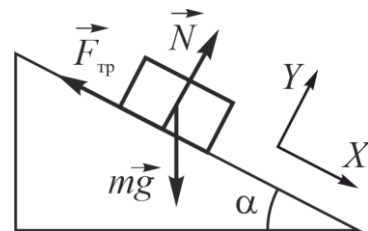


Рис. 2.2

трения – это сила трения скольжения:

$$F_{\text{тр}} = \mu N, \quad (2.4)$$

где μ – коэффициент трения скольжения.

Если же тело покоится, то следует рассматривать силу трения покоя $F_{\text{тр.пок.}}$. В состоянии покоя векторная сумма всех сил, действующих на тело, равна нулю:

$$m\vec{g} + \vec{N} + \vec{F}_{\text{тр.пок.}} = 0. \quad (2.5)$$

Проектируя это уравнение соответственно на оси X и Y , получаем:

$$\begin{aligned} F_{\text{тр.пок.}} &= mg \sin \alpha, \\ N &= mg \cos \alpha. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Как видно из (2.6), сила трения покоя численно равна проекции силы тяжести на ось X . С увеличением угла наклона α величина проекции силы тяжести растет, следовательно, будет расти и величина силы трения покоя. При некотором угле наклона α_0 сила трения покоя достигает максимального значения $F_{\text{тр.пок.}} = \mu N$, тогда, согласно (2.6)

$$\mu mg \cos \alpha_0 = mg \sin \alpha_0. \quad (2.7)$$

Отсюда

$$\operatorname{tg} \alpha_0 = \mu. \quad (2.8)$$

При дальнейшем увеличении угла наклона тело начнет скользить по наклонной плоскости. В этом случае уравнение движения тела

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{N} + \vec{F}_{\text{тр.}}. \quad (2.9)$$

Проектируя уравнение (2.9) на оси координат и решая полученную систему уравнений, получаем выражение для ускорения тела, поступательно движущегося по наклонной плоскости:

$$a = g(\sin \alpha - \mu \cos \alpha). \quad (2.10)$$

На рис. 2.3 представлена зависимость ускорения тела, движущегося по наклонной плоскости, от угла наклона при различных значениях коэффициента трения скольжения μ . Увеличение коэффициента трения скольжения ведет к увеличению значения максимальной силы трения, и, как следует из приведенного графика, тело начинает свое поступательное движение при больших углах наклона плоскости.

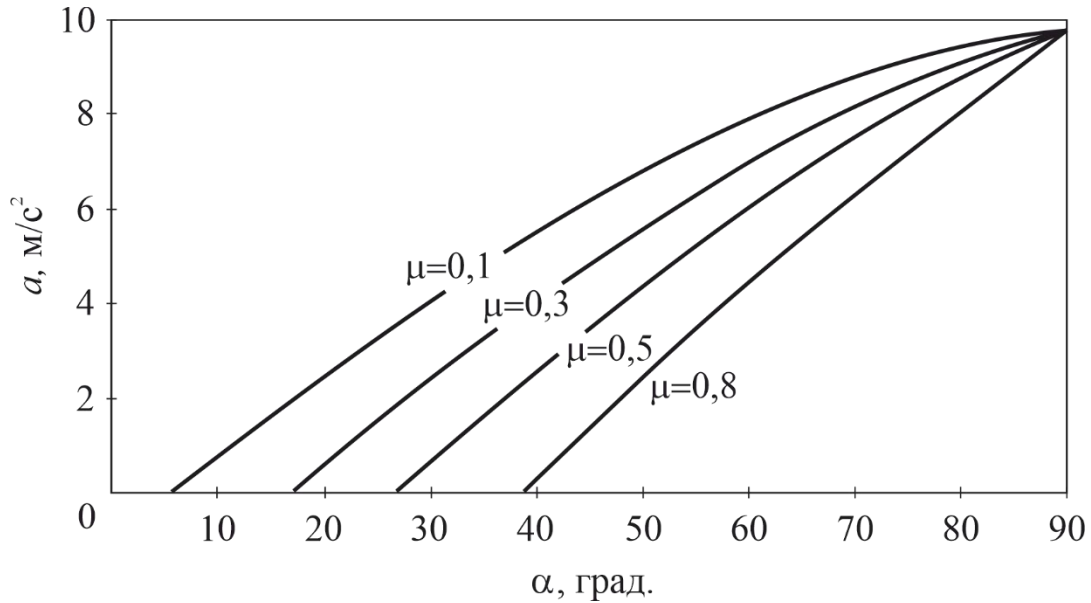


Рис. 2.3

В данной лабораторной работе в качестве экспериментального тела сначала используется стальной цилиндр, который может скользить вдоль направляющего желоба. Увеличивая угол наклона плоскости, нужно зафиксировать угол наклона α_0 , соответствующий началу движения цилиндра, и по этому значению определить величину коэффициента трения скольжения. Тело, имеющее поверхность вращения (шар или цилиндр), может перемещаться тремя способами: скольжения, качения и скольжения и качения. Трение между телом и плоскостью возникает в точках их соприкосновения.

Как было показано выше, при качении без скольжения для скорости центра масс тела относительно плоскости можно записать соотношение

$$v_c = \omega R. \quad (2.11)$$

Тогда ускорение

$$a = \frac{dv_c}{dt} = \frac{d\omega}{dt} R = \varepsilon R, \quad (2.12)$$

где ε – угловое ускорение вращательного движения тела вокруг оси, проходящей через центр масс; R – радиус катка.

Уравнения (2.11) и (2.12) представляют собой математическую запись условий качения тела без скольжения. Поскольку тело движется способом качения без скольжения, указанная сила трения есть сила трения

покоя, которая, как было показано выше, подчиняется условию $F_{\text{тр}} \leq \mu N$ или

$$F_{\text{тр}} \leq \mu mg \cos \alpha. \quad (2.13)$$

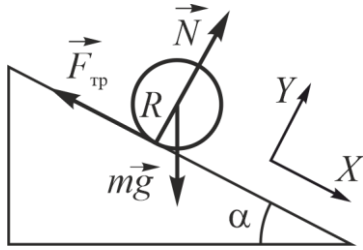


Рис. 2.4

Движение центра масс катящегося шарика подчиняется второму закону Ньютона (рис. 2.4):

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{N} + \vec{F}_{\text{тр}}. \quad (2.14)$$

Вращение шарика относительно оси, проходящей через центр масс, описывается основным законом динамики вращательного

движения:

$$I\varepsilon = M, \quad (2.15)$$

где $\varepsilon = a/R$ – угловое ускорение шарика относительно оси, проходящей через центр масс; I – момент инерции шарика; M – результирующий момент сил, действующих на шарик.

Поскольку результирующий момент силы тяжести и силы нормальной реакции опоры относительно оси вращения шарика равны нулю, то вращение шарика будет обусловлено только моментом силы трения: $M_{\text{тр}} = F_{\text{тр}} R$. Тогда, согласно (2.15), получаем:

$$I \frac{a}{R} = F_{\text{тр}} R. \quad (2.16)$$

Откуда

$$F_{\text{тр}} = I \frac{a}{R^2}. \quad (2.17)$$

Уравнение (2.14) в проекции на ось X (см. рис. 2.4) имеет вид:

$$ma = mg \sin \alpha - F_{\text{тр}}. \quad (2.18)$$

При совместном решении уравнений (2.17) и (2.18) получаем:

$$a = \frac{mg \sin \alpha}{m + I/R^2}. \quad (2.19)$$

Учитывая, что момент инерции I шарика относительно оси, проходящей через его центр масс, равен $(2/5)mR^2$, получаем выражение для ускорения:

$$a = \frac{5}{7} g \sin \alpha. \quad (2.20)$$

Из тех же уравнений (2.17) – (2.20) получаем:

$$F_{\text{тр}} = \frac{mg \sin \alpha}{1 + mR^2/I} = \frac{2}{7} mg \sin \alpha. \quad (2.21)$$

Теперь из соотношений (2.13) и (2.21) можно получить условие, при котором возможно качение без скольжения:

$$\frac{2}{7} mg \sin \alpha \leq \mu mg \cos \alpha$$

или

$$\operatorname{tg} \alpha \leq \frac{7}{2} \mu. \quad (2.22)$$

Если $\operatorname{tg} \alpha > (7/2)\mu$, то скатывание происходит со скольжением. Угол наклона плоскости α_0 , при котором качение переходит в качение со скольжением, определяется условием $\operatorname{tg} \alpha_0 > (7/2)\mu$. Зная угол α_0 , можно оценить величину коэффициента трения скольжения:

$$\mu = \frac{2}{7} \operatorname{tg} \alpha_0. \quad (2.23)$$

При углах наклона, близких к 90° , движение может полностью переходить в скольжение. Тогда ускорение определяется уравнением (2.10). Если трение мало, то $a = g \sin \alpha$.

Поскольку реальное движение шарика является одновременно и вращательным, и скользящим, то значения ускорения должны находиться в пределах

$$\frac{5}{7} g \sin \alpha \leq a \leq g \sin \alpha. \quad (2.24)$$

На рис. 2.5 изображены две теоретические кривые $a = f(\alpha)$, соответствующие *чистому скольжению* (I) и *чистому качению* (II). Построив на этом же графике кривую экспериментальной зависимости ускорения шарика от угла наклона плоскости $a = f(\alpha)$, можно определить диапазоны углов наклона, при которых шарик движется методом качения и методом качения со скольжением.

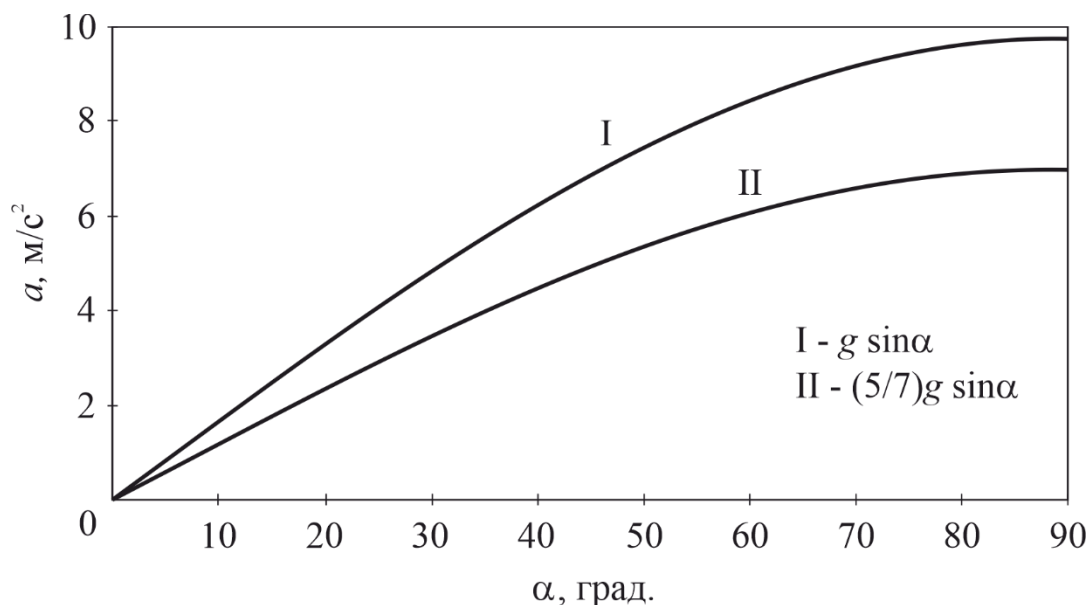


Рис. 2.5

Если экспериментальные точки лежат под второй кривой, то это означает, что при данных углах наклона плоскости шарик движется методом чистого качения. Если экспериментальные точки попадают в область между первой и второй кривыми, это будет означать, что шарик движется методом качения и скольжения одновременно. Тогда угол α_0 , при котором качение переходит в качение со скольжением, можно определить по точке пересечения экспериментальной кривой с кривой II.

Описание экспериментальной установки

Эскиз экспериментальной установки показан на рис. 2.6. На горизонтальном основании 1 расположена наклонная плоскость 2 с направляющим каналом в виде желоба. Плоскость может фиксироваться относительно основания под заданным углом наклона, измеряемым по шкале 3. Исследуемое тело 4 (цилиндр или шарик) удерживается в исходном состоянии с помощью электромагнита 5. Электромагнит можно передвигать на любое требуемое расстояние вдоль плоскости, ослабляя крепежный винт. Отсчет времени движения тела производится электронным секундомером 6. Кнопка «Пуск» на передней панели секундомера обесточивает электромагнит и одновременно включает отсчет времени. Остановка счета времени осуществляется с помощью рычага 7, замыкающего соответ-

ствующий контакт. Кнопка «Сброс» предназначена для обнуления показаний секундомера.

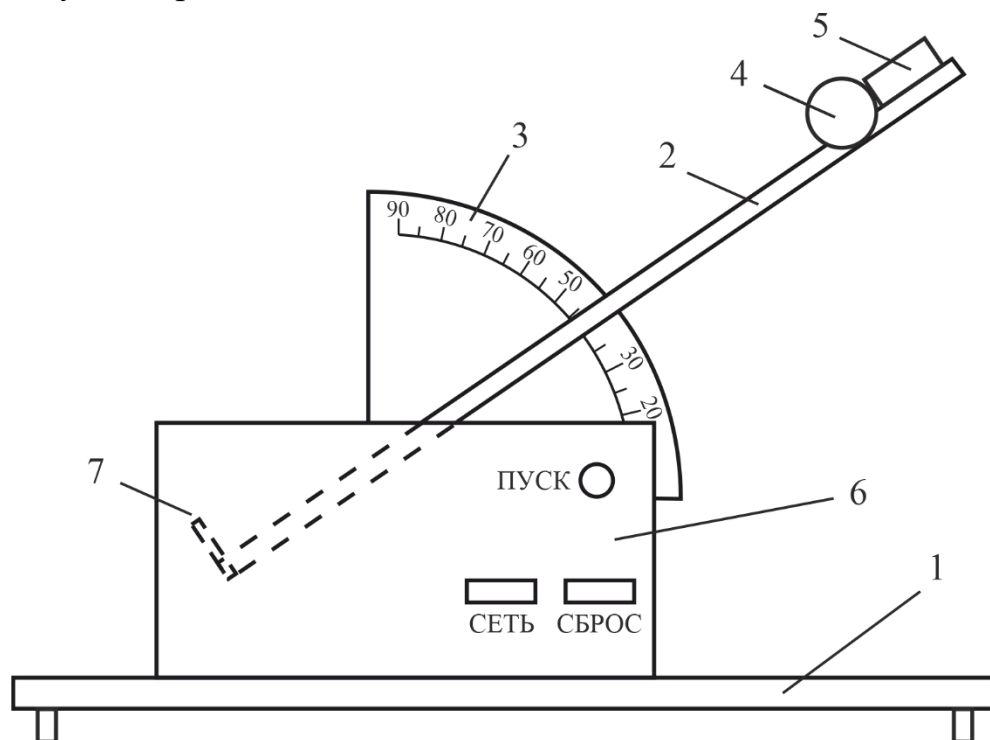


Рис. 2.6

Порядок выполнения работы

Задание 1. Изучение поступательного движения тела.

1. Поместите цилиндр на середину наклонной плоскости.
2. Медленно увеличивая угол наклона плоскости, измерьте угол α_0 , при котором цилиндр начнет скользить вниз по наклонной плоскости.
3. Используя формулу (2.8), вычислите величину коэффициента трения скольжения.
4. Установите электромагнит на расстояние от основания желоба, предварительно заданное преподавателем.
5. Включите питание секундомера нажатием кнопки «Сеть», прогрейте прибор в течение 3 – 5 мин.
6. Установите рычаг 7 (см. рис. 2.6) в исходное положение – перпендикулярно к основанию наклонного желоба.
7. Установите угол наклона плоскости $\alpha > \alpha_0$.
8. Прикрепите цилиндр основанием к электромагниту.
9. Обнулите показания секундомера нажатием кнопки «Сброс».

10. Нажмите кнопку «Пуск».

11. Запишите в таблицу время движения цилиндра по показанию секундомера.

12. Повторите измерения по пп. 6 – 11 при других углах наклона плоскости.

13. Рассчитайте ускорение движения тела по формуле

$$a = \frac{2l}{\langle t \rangle^2}, \quad (2.25)$$

где l – расстояние, проходимое телом по наклонной плоскости, $\langle t \rangle$ – среднее время движения.

Замечание: $l = L - h$, где L – расстояние от основания желоба до электромагнита, h – высота цилиндра.

14. Постройте график экспериментальной зависимости $a = f(\alpha)$. На этом же графике проведите теоретическую кривую, рассчитанную по формуле (2.10).

Задание 2. Изучение вращательного движения тела.

1. Установите угол наклона $\alpha = 10^\circ$.

2. Установите шарик в исходное положение.

3. Обнулите показания кнопкой «Сброс».

4. Нажмите кнопку «Пуск».

5. Запишите время движения.

6. Меняя угол наклона α через 5° или 10° (на усмотрение преподавателя), повторите измерения по пп. 2 – 5.

7. Рассчитайте ускорение движения тела по формуле (2.25), приняв $l = L - d$, где L – расстояние от основания желоба до электромагнита, d – диаметр шара.

8. Постройте график экспериментальной зависимости $a = f(\alpha)$. На этом же графике проведите две теоретические кривые, рассчитанные по формулам $a = g \sin \alpha$ и $a = (5/7)g \sin \alpha$.

9. По экспериментальной зависимости определите угол α_0 , при котором качение переходит в качение со скольжением, и по формуле (2.23) рассчитайте коэффициент трения скольжения.

Таблица экспериментальных данных

$l = \dots$ м

α , град.	t_1 , с	...	t_5 , с	$\langle t \rangle$, с	a , м/с ²

Расчет погрешности измерений

1. Систематическая погрешность измерения длины:

$$\Delta_{l.cум.} = \pm 0,5 \text{ мм}; \quad \sigma_{l.cум.} = \frac{\Delta_{l.cум.}}{\sqrt{3}}.$$

2. Среднеквадратичная случайная погрешность измерения времени:

$$\sigma_{t.сл.} = \sqrt{\frac{\sum_i (t_i - \langle t \rangle)^2}{n(n-1)}}, \quad n = 5.$$

3. Среднеквадратичная погрешность измерения ускорения:

$$\sigma_a = \langle a \rangle \sqrt{\left(\frac{\sigma_l}{l} \right)^2 + \left(\frac{2\sigma_t}{\langle t \rangle} \right)^2},$$

где $\langle a \rangle = 2l / \langle t \rangle^2$, $\sigma_t = \sigma_{t.сл.}$, $\sigma_l = \sigma_{l.cум.}$.

4. Абсолютная погрешность измерения ускорения:

$$\Delta_a = \sigma_a t_C,$$

где коэффициент Стьюдента $t_C = 2,78$ при $P = 0,95$ и $n = 5$.

5. Относительная погрешность измерения ускорения:

$$\delta_a = \frac{\Delta_a}{\langle a \rangle} 100 \text{ \%}.$$

6. Окончательный результат:

$$a = \langle a \rangle \pm \Delta_a, \quad \delta_a = \dots \text{ \%}, \quad P = 0,95.$$

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Что такое сила трения покоя и сила трения скольжения?
2. На наклонную плоскость с углом наклона $\alpha=30^\circ$ положили тело массой 2 кг. Определите силу трения, действующую на тело, если коэффициент трения между телом и плоскостью $\mu=0,8$.
3. Выведите формулу (2.20), применяя основной закон динамики вращательного движения.
4. Выведите формулу (2.20), применяя закон сохранения энергии.
5. Получите выражение для ускорения центра масс цилиндра, катящегося по наклонной плоскости.
6. Определите для цилиндра условие, при котором качение переходит в качение со скольжением.

Лабораторная работа 2

Изучение динамики поступательного движения тела с помощью машины Атвуда

Цель работы: изучение динамики поступательного движения тела в поле сил земного тяготения, определение ускорения свободного падения.

Приборы и принадлежности: машина Атвуда, блок электронный ФМ-1/1, набор грузов и перегрузков.

Элементы теории и метод эксперимента

Лабораторное устройство для изучения законов динамики движения тел в поле земного тяготения было изобретено английским физиком и математиком *Дж. Атвудом* в 1784 году [1]. Наблюдение тел при свободном падении затруднительно вследствие большого ускорения. Атвуд предложил устройство (машину), которое позволяет настолько уменьшить ускорение, а следовательно, и скорость, не изменив характера падения, что наблюдение становится возможным и легким.

Машина Атвуда в современном исполнении изображена на рис. 2.7.

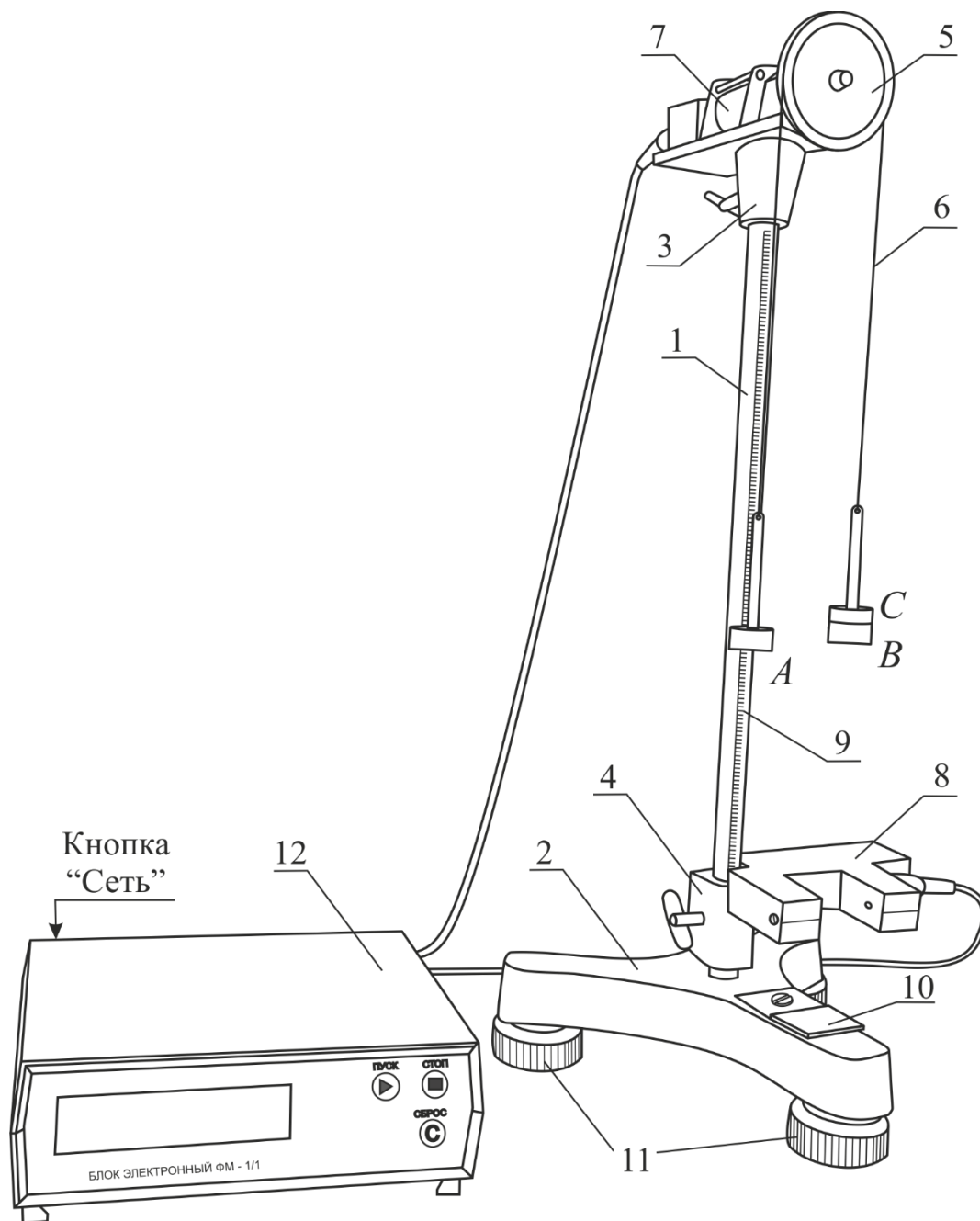


Рис. 2.7

На вертикальной стойке 1, прикрепленной к основанию 2, расположены два кронштейна: верхний 3 и нижний 4. На верхнем кронштейне крепится легкий блок 5 с узлом подшипников качения, через который перекинута нить 6 с грузами *A* и *B* на концах. На верхнем кронштейне также находится электромагнит 7, который при подаче на него напряжения с помощью фрикциона удерживает систему с грузами в неподвижном состоянии. К нижнему кронштейну крепится фотодатчик 8, который выдает электрический сигнал окончания счета времени равноускоренного движе-

ния грузов A и B (если на груз B положен перегрузок C). На корпусе фотодатчика имеется горизонтальная риска, указывающая положение его оптической оси. Нижний кронштейн может свободно перемещаться и фиксироваться на вертикальной стойке 1 по всей ее длине. На вертикальную стойку нанесена миллиметровая шкала 9, по которой определяют начальное и конечное положения груза B , а следовательно, и пройденный путь. При этом начальное положение груза определяют либо визуально, либо с помощью прямоугольного треугольника по нижнему срезу груза, а конечное положение – по соответствующей метке на фотодатчике. К основанию 2 прикреплена пластина 10 с резиновым амортизатором, гасящим удар груза B при падении. Основание расположено на трёх регулировочных опорах 11, позволяющих устанавливать стойку 1 в вертикальное положение. Для отсчета времени используется электронный миллисекундомер, который вместе с источником питания электромагнита размещен в электронном блоке 12. Электронный блок питается от сети переменного тока ~ 220 В.

Принцип работы машины Атвуда заключается в следующем. Если на концах нити висят грузы A и B одинаковой массой, то система должна находиться в положении безразличного равновесия. Когда на один из грузов (например, груз B) кладут перегрузок C , то система выходит из положения равновесия и грузы A и B начинают двигаться равноускоренно. В комплект установки, помимо грузов, входит несколько перегрузков различной массой, что позволяет изучать движение с различными ускорениями.

Предположив, что нить и блок невесомы, нить нерастяжима, а сила трения в блоке мала, получим закон движения грузов A и B . Поскольку груз и перегрузок движутся неразрывно, то согласно второму закону Ньютона уравнение движения правого груза массой M вместе с перегрузком массой m в инерциальной системе отсчета имеет вид (рис. 2.8):

$$(M + m)\vec{a}_1 = (M + m)\vec{g} + \vec{T}_1, \quad (2.26)$$

где a_1 – ускорение правого груза вместе с перегрузком, T_1 – сила, действующая со стороны нити на груз с перегрузком.

Аналогично уравнение движения левого груза массой M имеет вид:

$$M\vec{a}_2 = M\vec{g} + \vec{T}_2, \quad (2.27)$$

где a_2 – ускорение левого, T_2 – сила, действующая со стороны нити на груз.

Перепишем уравнения (2.26) и (2.27) в проекциях на ось Ox :

$$\begin{aligned} (M + m)a_1 &= (M + m)g - T_1, \\ -Ma_2 &= Mg - T_2. \end{aligned} \quad (2.28)$$

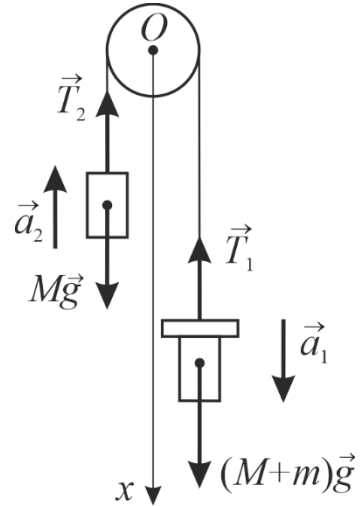


Рис. 2.8

В силу нерастяжимости нити ускорения обоих грузов равны по абсолютной величине: $a_1 = a_2 = a$. В случае невесомого блока в отсутствие трения: $T_1 = T_2$.

Решая систему (2.28) с учетом сделанных допущений, получаем:

$$a = \frac{mg}{2M + m}. \quad (2.29)$$

Из формулы (2.29) видно, что если $M \gg m$, то ускорение a существенно меньше g . Именно поэтому его легче определить.

Измеряя пройденный правым грузом путь S и время движения t , можно проверить равноускоренный характер движения груза:

$$S = \frac{at^2}{2}. \quad (2.30)$$

Определение ускорения свободного падения, казалось бы, можно провести на основе формулы (2.29). Пусть a_3 – экспериментальное ускорение, вычисленное из (2.30). Подставляя a_3 в (2.29), получаем:

$$g = \frac{2M + m}{m} a_3. \quad (2.31)$$

Однако вычисление g по формуле (2.31) и сопоставление его с табличным покажут, что вычисленное и табличное значения g плохо согласуются друг с другом. Такое расхождение связано со следующими причинами.

1. Формула (2.29) получена в предположении, что сила трения в блоке мала. На самом деле она составляет заметную долю от величины силы тяжести – силы, вызывающей движение.

2. При выводе формулы (2.29) также не учитывается момент инерции блока. Его учет приведет к тому, что равенство сил натяжения нити не будет выполняться, т. е. $T_1 \neq T_2$.

Попробуем учесть теоретически, как эти величины видоизменяют соответствующие формулы для вычисления величин a и g , и опишем методику обработки полученных результатов в каждом опыте.

Для этого рассмотрим вращательное движение блока машины Атвуда. Основной закон динамики вращательного движения тела имеет вид

$$N_z = I\varepsilon, \quad (2.32)$$

где N_z – сумма проекций на ось z всех моментов сил, действующих на вращающееся тело; ε – его угловое ускорение; I – момент инерции тела.

Направим ось z вдоль оси вращения блока. При движении грузов на блок действуют вращающий момент $(T_1 - T_2)r$ и момент силы трения – $N_{\text{тр}}$. Тогда уравнение (2.32) примет вид

$$(T_1 - T_2)r - N_{\text{тр}} = I_6 \frac{a}{r}. \quad (2.33)$$

Здесь учтено, что $\varepsilon = a/r$, где r – радиус блока, I_6 – момент инерции блока. Отметим, что линейное ускорение a крайних точек блока совпадает по абсолютной величине с ускорением a падающего груза. Выражая разность $T_1 - T_2$ из системы уравнений (2.28), получаем:

$$mr \left(g - \frac{2M + m}{m} a \right) - N_{\text{тр}} = I_6 \frac{a}{r}, \quad (2.34)$$

откуда:

$$a = \frac{mgr - N_{\text{тр}}}{r(2M + m) + I_6/r}. \quad (2.35)$$

Обозначим через M_6 приведенную массу блока:

$$M_6 = I_6/r^2, \quad (2.36)$$

а через $F_{\text{тр}}$ – приведенную силу трения:

$$F_{\text{тр}} = N_{\text{тр}}/r. \quad (2.37)$$

Учитывая (2.36) и (2.37), из (2.35) получаем:

$$a = \frac{mg - F_{\text{тр}}}{2M + m + M_{\text{б}}}. \quad (2.38)$$

Оценки показывают, что $M_{\text{б}} \ll M$, поэтому соотношение (2.38) можно упростить и привести к виду

$$mg = (2M + m)a + F_{\text{тр}}. \quad (2.39)$$

Пусть $a_{\text{э}i}$, $a_{\text{э}j}$ – экспериментальные ускорения перегрузков m_i и m_j соответственно. Подставляя $a_{\text{э}i}$, $a_{\text{э}j}$, m_i и m_j в соотношение (2.39), получаем систему:

$$\begin{cases} m_i g_{\text{э}} = (2M + m_i)a_{\text{э}i} + F_{\text{тр}}, \\ m_j g_{\text{э}} = (2M + m_j)a_{\text{э}j} + F_{\text{тр}}, \end{cases} \quad (2.40)$$

где $g_{\text{э}}$ – экспериментальное значение ускорения свободного падения.

Из (2.40) найдем:

$$g_{\text{э}} = \frac{(2M + m_i)a_{\text{э}i} - (2M + m_j)a_{\text{э}j}}{m_i - m_j}. \quad (2.41)$$

Формула (2.41) может служить основой для экспериментального определения ускорения свободного падения.

Подготовка установки к работе

1. Убедитесь, что система грузов с нитью, перекинутой через блок, находится в положении безразличного равновесия.

2. Если система не находится в положении безразличного равновесия, произведите регулировку положения основания с помощью регулировочных опор, используя для визуального наблюдения в качестве отвесов нить с грузами. При этом необходимо добиться вертикального положения стойки.

3. Установите кронштейн с фотодатчиком в нижней части шкалы миллиметровой линейки таким образом, чтобы правый груз при движении проходил посередине рабочего окна фотодатчика.

4. Нажмите кнопку «Сеть», расположенную на задней панели электронного блока, при этом должно загореться цифровое табло миллисекундомера.

5. Переместите правый груз в верхнее положение и положите на него перегрузок. Убедитесь, что система удерживается фрикционом в положении равновесия.

6. Нажмите кнопку «Сброс» миллисекундомера и убедитесь, что на цифровом табло высветились нули.

7. Нажмите кнопку «Пуск» миллисекундомера и убедитесь, что система пришла в движение, миллисекундомер отсчитывает время и при пересечении правым грузом оптической оси фотодатчика счет времени прекращается.

Порядок выполнения работы

Для каждого из перегрузков m_i , входящих в комплект лабораторной установки, проведите серии опытов в указанном порядке.

1. Выберите путь S , который пройдет перегрузок m_i в i -м опыте.

2. Положите перегрузок m_i на правый груз.

3. Приведите подвижную систему машины Атвуда в исходное состояние: установите правый груз с перегрузком в крайнее верхнее положение.

4. Нажмите кнопку «Сброс» миллисекундомера, при этом должен сработать фрикцион электромагнита, и система зафиксируется в заданном положении.

5. Перемещая кронштейн с фотодатчиком, установите по шкале миллиметровой линейки путь S как расстояние от нижнего конца верхнего груза до положения метки фотодатчика.

6. Нажмите кнопку «Пуск» миллисекундомера и проследите за движением грузов.

7. После остановки счета времени запишите показание миллисекундомера в таблицу.

$m_i = \dots$							
	$S, \text{ м}$	$t_1, \text{ с}$	$t_1^2, \text{ с}^2$	$t_2, \text{ с}$	$t_2^2, \text{ с}^2$	$t_3, \text{ с}$	$t_3^2, \text{ с}^2$
1							
2							
3							

8. Повторите пп. 3 – 7 ещё два раза.

9. Повторите пп. 1 – 8 ещё два раза для различных значений пути S .

Задание 1. Проверка равноускоренного характера движения перегрузков.

1. Проверьте равноускоренный характер движения перегрузков. Для каждого перегрузка m_i постройте график зависимости S от t^2 , отложив три значения t^2 , полученные при неизменном S . Проведите прямую через нанесенные точки так, чтобы она пересекала все три интервала значений t^2 (рис. 2.9).

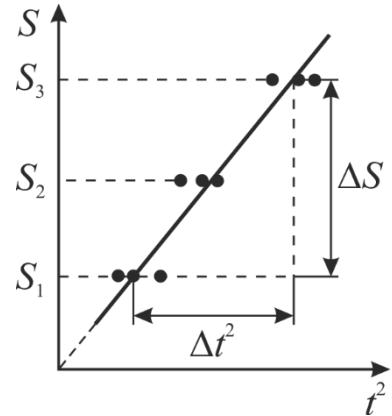


Рис. 2.9

2. По угловым коэффициентам k прямых вычислите ускорения a_z перегрузков:

$$a_z = 2k = 2 \frac{\Delta S}{\Delta t^2}.$$

Задание 2. Определение ускорения свободного падения.

1. Для каждой пары перегрузков m_i и m_j определите ускорение свободного падения g_z по формуле (2.41).

2. Для каждого перегрузка m_i определите ускорение свободного падения g_z по упрощенной формуле (2.31).

3. Оцените погрешность измерений ускорения свободного падения.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Сформулируйте и дайте обоснование основным законам динамики поступательного движения.

2. Дайте определения массы, силы, пути, перемещения, скорости, средней скорости, ускорения.

3. В чем заключается проверка основного закона динамики поступательного движения с помощью машины Атвуда?

4. Выведите расчетную формулу для определения ускорения перегрузка.

5. Определите, с какой силой перегрузок действует на груз в процессе движения?

6. В чем причина различий в значениях ускорения свободного падения, рассчитанных по формулам (2.31) и (2.41)?

Лабораторная работа 3

Изучение упругих свойств тел. Определение модуля сдвига

Цель работы: исследование упругих свойств твердых тел; определение модуля сдвига методом растяжения пружины и с помощью пружинного маятника.

Приборы и принадлежности: лабораторная установка ФП-19, набор грузов, штангенциркуль, линейка.

Элементы теории и метод эксперимента

Большинство веществ в твердом состоянии имеют кристаллическую структуру. Атомы таких тел расположены в определенном порядке, который простирается на многие межмолекулярные расстояния, т. е. наблюдается «дальний порядок». Такие тела сопротивляются любому деформированию. Следовательно, внешние силы должны совершать работу как в случае изменения объема твердого тела, так и при изменении формы твердого тела без изменения его объема. В этом случае закон Паскаля несправедлив – передаваемое твердым телом давление различно в разных направлениях.

Простейшим видом деформации твердого тела является простое растяжение. Оно возникает в тонком стержне, один из концов которого закреплен, а к другому приложена сила, стремящаяся растянуть стержень. При простом растяжении все элементы объема тела деформируются одинаковым образом. Благодаря большой сопротивляемости твердых тел испытываемые ими деформации обычно невелики.

Как уже было сказано в п. 1.6, для простого растяжения закон Гука записывается в следующем виде:

$$\sigma = \varepsilon E, \quad (2.42)$$

где σ – механическое напряжение, ε – относительная деформация, E – модуль Юнга.

Модуль Юнга характеризует упругие свойства материала твердого тела и имеет размерность давления. Однако эта характеристика не является полной. При продольном растяжении происходит сокращение поперечных размеров тела: удлиняясь, стержень становится более тонким. Отношение относительного поперечного сжатия стержня к его относительному удлинению есть характерная для каждого данного материала величина, которую называют коэффициентом Пуассона (μ).

Деформации, при которых меняется только форма, но не объем тела, называются сдвигом. Закон Гука для чистого сдвига имеет вид

$$\sigma = \gamma G, \quad (2.43)$$

где γ – относительный сдвиг, G – модуль сдвига.

Модуль сдвига определяется модулем Юнга и коэффициентом Пуассона и выражается в единицах давления. Данный коэффициент должен быть величиной положительной (только при этом условии будет положительной упругая энергия, запасаемая в теле, подвергнутом деформации сдвига):

$$G = \frac{E}{2(1 + \mu)}. \quad (2.44)$$

Внешние силы, создающие упругую деформацию, совершают некоторую работу, которая накапливается в объеме материала в виде потенциальной энергии деформации. Удельная потенциальная энергия деформации (потенциальная энергия, отнесенная к единице объема) определяется формулой

$$u = \frac{1}{2} G \gamma^2. \quad (2.45)$$

Если по объему материала касательные напряжения имеют переменное значение, то энергия деформации U в объеме V находится как

$$U = \int_V u dV. \quad (2.46)$$

Сдвиг прямоугольного бруска представляет собой однородную деформацию. Деформация пружины является деформацией чистого сдвига,

но неоднородной. Такая деформация возникает, если при закреплении одного конца стержня (проволоки) витки будут поворачиваться на различные углы относительно закрепленного основания.

Рассмотрим кручение стержня радиусом r , при котором поперечные сечения, поворачиваясь вокруг оси z , остаются плоскими (рис. 2.10). Будем считать, что каждое поперечное сечение поворачивается вокруг оси z как жесткий тонкий диск. Выделим отрезок длиной dz , получивший угол закручивания $d\varphi$ от момента M_z (см. рис. 2.10, а).

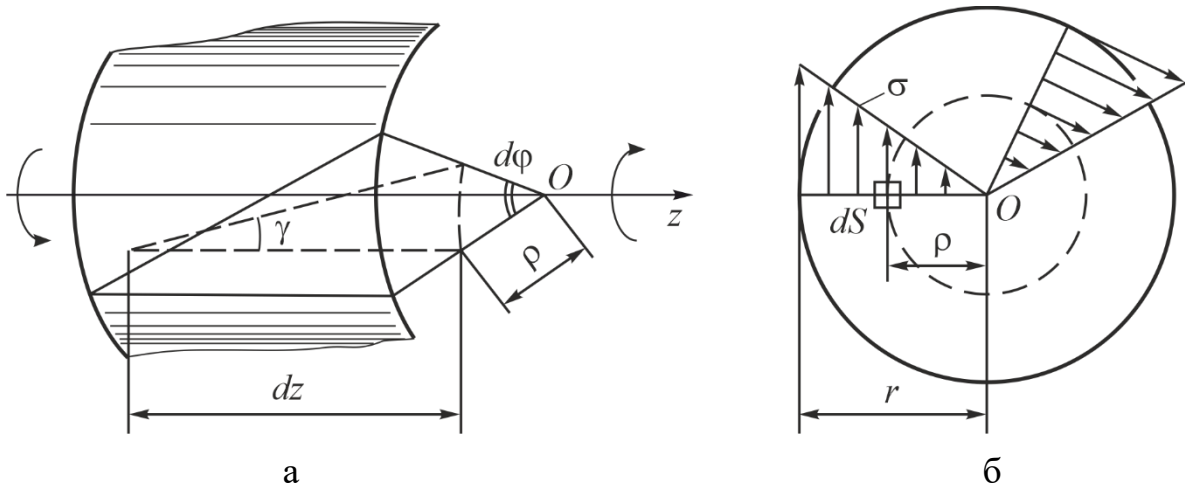


Рис. 2.10

Распределение напряжений σ вдоль произвольного радиуса ρ в сечении изображено на рис. 2.10, б. Во всех точках окружности радиусом ρ напряжение $\sigma = \text{const}$ и направлено по касательной к этой окружности. Проекция крутящего момента на ось z равна

$$M_z = \int \rho dF = \int \rho \sigma dS, \quad (2.47)$$

где $dF = \sigma dS$ – сила, действующая на элемент dS площади сечения стержня, в пределах которого $\sigma = \text{const}$; $dS = 2\pi\rho d\rho$ (см. рис. 2.10, б).

Напряжение σ определяется законом Гука $\sigma = \gamma G$, где относительный сдвиг $\gamma = \rho d\varphi/dz$ (см. рис. 2.10, а). Следовательно,

$$M_z = \int_0^r G \frac{d\varphi}{dz} \rho^3 2\pi d\rho = \frac{1}{2} G \frac{d\varphi}{dz} \pi r^4. \quad (2.48)$$

Момент M_z упругих сил возрастает пропорционально углу $d\varphi$. Поэтому работа этого момента численно равна площади треугольника, ограниченного графиком функции $M_z = f(d\varphi)$ и осью абсцисс:

$$dA = \frac{1}{2} M_z d\varphi. \quad (2.49)$$

Следовательно, энергия, накопленная в элементе стержня, равна $dU = dA$. С учетом выражения (2.48) формула (2.49) примет вид

$$dA = \frac{M_z^2}{G\pi r^4} dz. \quad (2.50)$$

Интегрируя выражение (2.50) по всей длине l стержня, получаем выражение для энергии деформации стержня:

$$U = \int dA = \int_0^l \frac{M_z^2}{G\pi r^4} dz = \frac{M_z^2 l}{G\pi r^4}. \quad (2.51)$$

Применим полученное выражение для пружины диаметром D , состоящей из N витков. В этом случае момент упругой силы F равен $M_z = FD/2$, длина стержня пружины $l = \pi DN$, диаметр стержня $d = 2r$. Тогда

$$U = \frac{4F^2 D^3 N}{Gd^4}. \quad (2.52)$$

С другой стороны, потенциальная энергия упруго деформированной пружины равна

$$U = \frac{Fx}{2}, \quad (2.53)$$

где x – деформация пружины.

В итоге с учетом выражений (2.52) и (2.53), получим формулу для определения модуля сдвига методом растяжения пружины:

$$G = \frac{8FD^3 N}{xd^4}. \quad (2.54)$$

Модуль сдвига можно определить и другим методом. Если заставить груз колебаться на пружине, то период этих слабозатухающих колебаний практически равен периоду свободных колебаний:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}, \quad (2.55)$$

где m – масса груза, $k = F/x$ – жесткость пружины.

Выразим из формулы (2.55) деформацию x :

$$x = \frac{FT^2}{4\pi^2 m}. \quad (2.56)$$

Подставляя выражение (2.56) в (2.54), получаем еще одну формулу для расчёта модуля сдвига:

$$G = \frac{32\pi^2 m D^3 N}{T^2 d^4}. \quad (2.57)$$

Лабораторная установка ФП-19 для определения модуля сдвига состоит из штатива 1, кронштейна 2 с пружиной, кронштейна 3 с фотодатчиком и набора сменных грузов 4 (рис. 2.11). Фотодатчик подключен к электронному блоку 5, включающему в себя секундомер и счетчик колебаний.

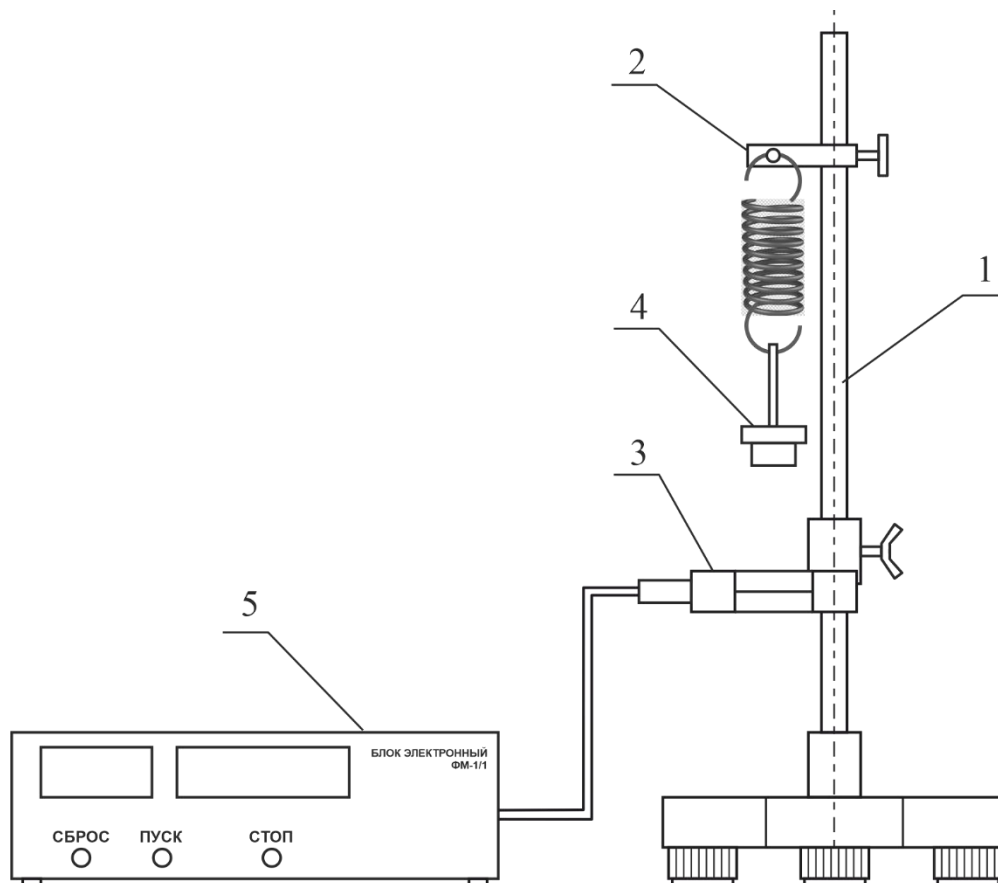


Рис. 2.11

Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение модуля сдвига методом растяжения пружины

1. Поднимите кронштейн с пружиной так, чтобы кронштейн с фотодатчиком не мешал измерениям. Подвесьте к пружине груз массой m_1 . С помощью линейки заметьте положение нижней плоскости груза x_1 .
2. Подвесьте к пружине груз массой m_2 . С помощью линейки заметьте положение нижней плоскости груза x_2 .
3. Определите удлинение пружины по формуле $x = |x_1 - x_2|$.
4. С помощью штангенциркуля измерьте диаметр D пружины и диаметр d стержня, из которого сделана пружина.
5. Определите модуль сдвига по формуле (2.54), в которой $F = mg$ – сила, растягивающая пружину; $m = |m_1 - m_2|$; N – число витков в пружине.
6. Оцените погрешность измерений.

Задание 2. Определение модуля сдвига с помощью пружинного маятника

1. Подвесьте одну из исследуемых пружин на кронштейн, к нижнему концу пружину прикрепите наборный груз.
2. Кронштейн с вертикально подвешенной пружиной закрепите на вертикальной стойке таким образом, чтобы наборный груз, подвешенный к пружине, своей нижней плоскостью совпадал с оптической осью фотодатчика, закрепленного в нижней части стойки (оптическая ось фотодатчика совпадает с рисками на фотодатчике).
3. Нажмите кнопку «СЕТЬ», расположенную на задней стенке электронного блока 5, при этом должно включиться табло индикации. Прогрейте блок 3 – 5 мин.
4. Поднимите груз немного вверх и отпустите. При этом груз начнет совершать колебательные движения на пружине, а секундомер будет отсчитывать время. Запуск, сброс и остановка счета времени и числа колебаний производятся кнопками «ПУСК», «СБРОС» и «СТОП» соответственно.
5. Измерьте время 20 колебаний груза.

6. Определите период колебаний груза по формуле

$$T = \frac{t}{n},$$

где t – время колебаний; n – число колебаний.

7. Определите модуль сдвига по формуле (2.57).

8. Оцените погрешность измерений.

Сравните значения модуля сдвига, полученные экспериментально разными методами со значениями, приведенными в таблице на установке. Сделайте вывод о марке стали, из которой выполнена пружина.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Какова природа сил упругости?
2. Какими величинами характеризуются упругие свойства твердого тела? Как они определяются?
3. Перечислите виды деформаций. Какие из них являются однородными?
4. Назовите характеристики, описывающие деформацию тела.
5. Как определяется момент сил при неоднородной деформации кручения?
6. Сформулируйте закон Гука для различных видов деформации. При каких условиях он справедлив?
7. Объясните физический смысл модуля сдвига.
8. Выведите формулу периода колебаний пружинного маятника.
9. Какой из рассмотренных методов будет давать различные результаты в разных точках планеты? Почему?

Лабораторная работа 4

Определение коэффициентов трения качения и трения скольжения

Цель работы: изучение явления возникновения трения при качении или скольжении одного тела по поверхности другого; определение коэффициентов трения качения и трения скольжения методом наклонного маятника.

Приборы и принадлежности: наклонный маятник, набор сменных платин, усечённых шаров и шаров маятника качения.

Элементы теории и метод эксперимента

Измерение силы трения с помощью наклонного маятника основано на измерении уменьшения его амплитуды за определенное число колебаний. Пусть точка A определяет положение шарика в начальный момент отклонения маятника на угол α_0 , а точка B – положение шарика после n колебаний в момент отклонения маятника на угол α_n (рис. 2.12, а).

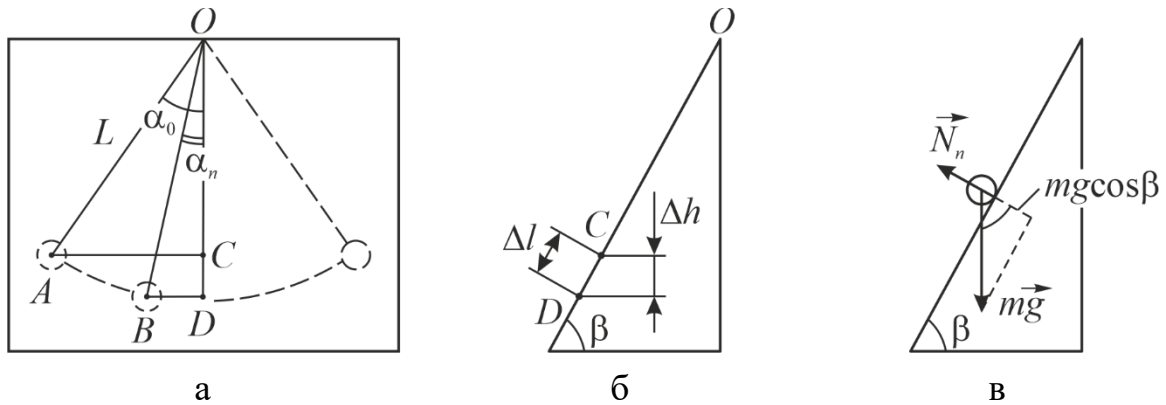


Рис. 2.12

За n колебаний полная энергия E маятника уменьшается на величину ΔE , равную убыли его потенциальной энергии:

$$\Delta E = \Delta E_p = mg\Delta h, \quad (2.58)$$

где Δh – изменение высоты центра тяжести шарика после n колебаний в момент максимального отклонения из положения равновесия.

Из рисунка 2.12, б видно, что:

$$\Delta h = \Delta l \sin \beta. \quad (2.59)$$

Убыль потенциальной энергии равна работе сил сопротивления и сил трения, взятых по модулю, на пройденном пути S за n колебаний:

$$\Delta E_p = \Delta A_{\text{тр.кач.}} + \Delta A_{\text{сопр}} = F_{\text{тр.кач.}} S + \Delta A_{\text{сопр}}, \quad (2.60)$$

где $\Delta A_{\text{тр.кач.}} = F_{\text{тр.кач.}} S$ – работа силы трения качения; S – путь, который проходит центр тяжести шарика за n полных колебаний; $\Delta A_{\text{сопр}}$ – работа по преодолению сопротивления среды и трения в точке подвеса маятника.

Так как с течением времени происходит затухание колебаний, то значение максимального угла отклонения α_n маятника от положения равновесия уменьшается. Поэтому при расчете пути S , пройденного шариком за n колебаний, используют среднее значение максимального угла $\alpha_{\text{ср}}$:

$$S = 4Ln\alpha_{\text{ср}} = 4Ln \frac{\alpha_0 + \alpha_n}{2}. \quad (2.61)$$

Пренебрегая в (2.60) работой силы сопротивления $\Delta A_{\text{сопр}}$ ввиду ее малости, учитывая (2.58) и (2.59), получаем:

$$mg\Delta l \sin \beta = F_{\text{тр.кач.}} S. \quad (2.62)$$

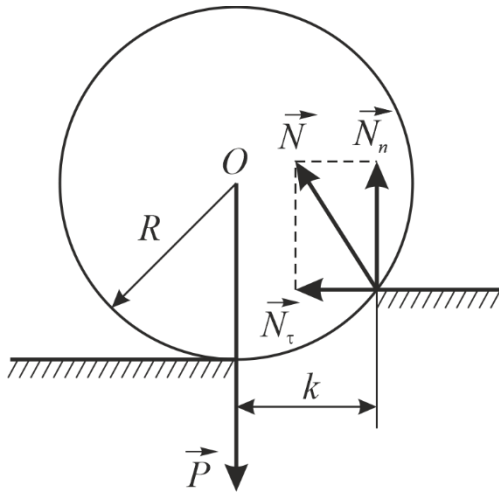


Рис. 2.13

Для получения расчетной формулы выбираем модель, в которой возникновение трения качения объясняется деформациями шарика и опоры. При этом могут возникать как упругие, так и неупругие деформации. Из-за деформации поверхностей линия действия силы реакции \vec{N} не совпадает с линией действия силы нормальной реакции опоры (рис. 2.13), в нашем случае равной весу \vec{P} шарика. Нормальная составляющая

\vec{N}_n численно равна весу шарика: $N_n = P$, а тангенциальная составляющая \vec{N}_τ представляет силу трения качения: $N_\tau = F_{\text{тр.кач.}}$. По правилу равенства моментов сил:

$$F_{\text{тр.кач.}} R = N_n k, \quad (2.63)$$

где k – коэффициент трения качения представляет плечо силы N_n и имеет размерность длины; R – радиус шарика (см. рис. 2.13).

Из формулы (2.63) следует:

$$F_{\text{тр.кач.}} = k(N_n/R). \quad (2.64)$$

Из рис. 2.12, в следует:

$$N_n = mg \cos \beta, \quad (2.65)$$

где β – угол наклона плоскости, на которую опирается шарик, подвешенный на нити, m – масса шарика.

Подставив формулы (2.64) и (2.65) в выражение (2.62), получим:

$$mg\Delta l \sin \beta = kmgS \cos \beta / R, \\ k = \frac{\Delta l R}{S} \operatorname{tg} \beta. \quad (2.66)$$

С учетом формулы (2.61) коэффициент трения качения равен:

$$k = \frac{\Delta l R}{2Ln(\alpha_0 + \alpha_n)} \operatorname{tg} \beta. \quad (2.67)$$

Из рис. 2.12 видно, что

$$\Delta l = CD = OD - OC = L(\cos \alpha_n - \cos \alpha_0).$$

Учитывая, что углы α_0 и α_n малы, а косинус малого угла приближенно равен $\cos \alpha \approx 1 - \alpha^2/2$, где угол α выражен в радианах, получаем:

$$\Delta l \approx \frac{L}{2}(\alpha_0^2 - \alpha_n^2) = \frac{L}{2}(\alpha_0 - \alpha_n)(\alpha_0 + \alpha_n). \quad (2.68)$$

Таким образом, подставляя (2.68) в (2.67), получаем окончательную формулу для определения коэффициента трения качения:

$$k = \frac{\alpha_0 - \alpha_n}{4n} R \operatorname{tg} \beta. \quad (2.69)$$

В случае скольжения шара по поверхности опоры сила трения скольжения определяется формулой:

$$F_{\text{тр.ск.}} = \mu N_n, \quad (2.70)$$

где μ – коэффициент трения скольжения, зависящий от материала и качества обработки соприкасающихся поверхностей, то есть шарика и опоры, слабо зависящий от скорости скольжения и практически не зависящий от площади контакта опоры и шарика, N_n – сила нормальной реакции опоры.

Сравнив соотношения (2.64) и (2.70), получим формулу для определения коэффициента трения скольжения:

$$\mu = \frac{\alpha_0 - \alpha_n}{4n} \operatorname{tg} \beta. \quad (2.71)$$

Описание экспериментальной установки

Наклонный маятник представлен на рис. 2.14.

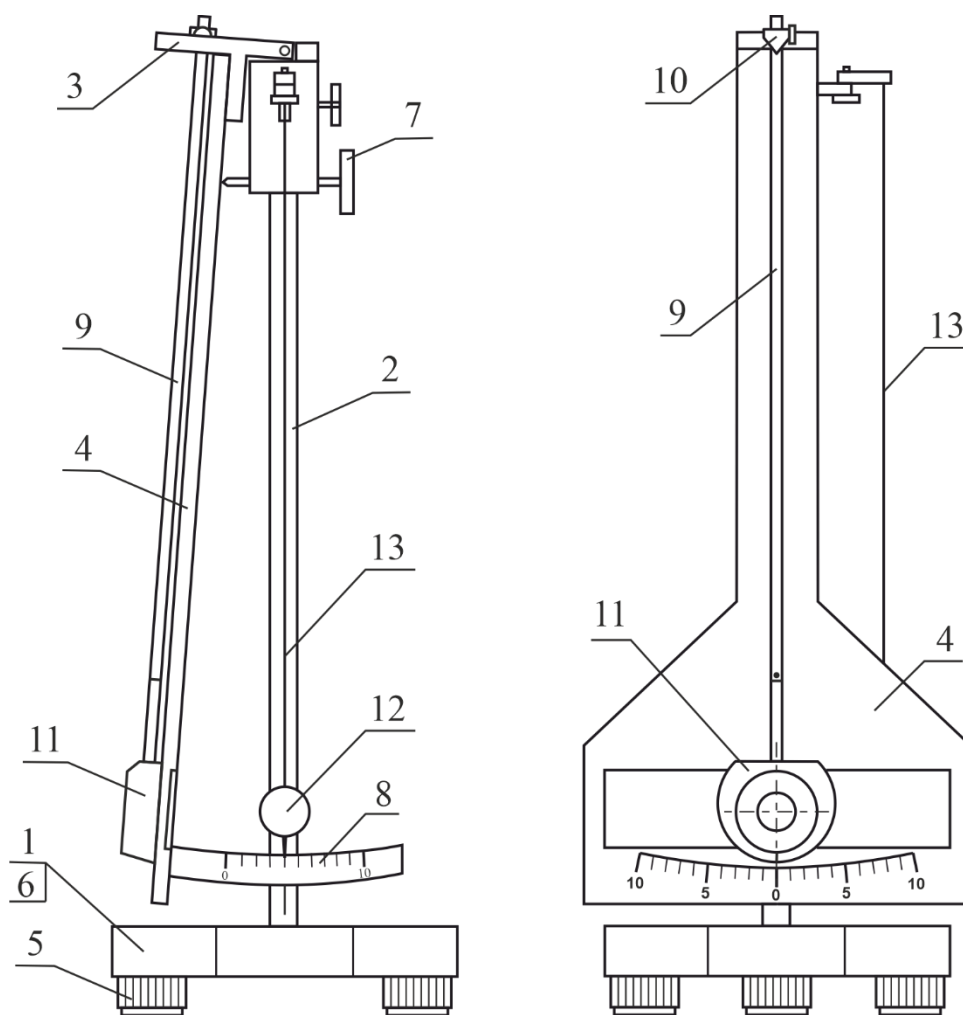


Рис 2.14

Он состоит из: основания 1, вертикальной стойки 2, верхнего кронштейна 3 с панелью 4, маятника скольжения и маятника качения, которые устанавливаются на верхнем кронштейне 3 поочередно. Основание 1 снабжено тремя регулируемыми опорами 5 и зажимом 6 для фиксации вертикальной стойки 2. Стойка выполнена из металлической трубы, у основания которой нанесена риска, показывающая угол отклонения панели

4 от вертикального положения по шкале 8. Панель отклоняется от вертикального положения с помощью винта 7. В нижней (широкой) части панели 4 имеется прямоугольное окно, в котором устанавливаются сменные образцы в виде пластин. Для отсчета угла отклонения маятника на панель нанесена шкала.

Маятник скольжения представляет собой металлический стержень 9, снабженный призматической опорой 10 и обоймой 11, в которую устанавливаются сменные образцы в виде усеченных шаров. Маятник качения представляет собой металлический шарик 12, подвешенный на капроновой нити 13. При выполнении лабораторной работы маятники поочередно устанавливаются на панели 4. На рис. 2.14 маятник скольжения изображен в рабочем положении, а маятник качения закреплен в качестве отвеса для регулировки вертикального положения стойки 2.

Порядок выполнения работы

Задание 1. Определение коэффициента трения скольжения.

1. Используя маятник качения в качестве отвеса, с помощью регулировочных опор основания выставите стойку 2 установки в строго вертикальном положении.

2. Вставьте усеченный стальной шар в обойму 11 маятника скольжения сферической поверхностью наружу. Подвесьте маятник скольжения с помощью призматической опоры 10 на верхний кронштейн 3 таким образом, чтобы усеченный шар соприкоснулся с установленной на панель пластиной и не выходил за ее пределы при колебаниях. Для изменения длины маятника нужно сместить призматическую опору относительно стержня 9, предварительно ослабив фиксирующий винт.

3. Установите угол отклонения панели 4 от вертикали равным $\gamma = 2^\circ$.

4. Отклоните маятник от положения равновесия на угол $\alpha_0 = 10^\circ$.

5. Отпустите без толчка маятник и с этого момента начните отсчет колебаний. После того, как маятник совершит n полных колебаний, запишите угол отклонения колебания маятника α_n и число n полных колебаний в таблицу.

$\alpha_0 = \dots$	$\gamma = \dots$					
	1	2	3	4	5	Среднее значение
α_n , град.						
n						

6. Повторите измерения пп. 4, 5 ещё 4 раза.

7. Рассчитайте средние значения $\langle \alpha_n \rangle$ и $\langle n \rangle$.

8. Определите коэффициент трения скольжения по формуле (2.71), приняв $\beta = 90^\circ - \gamma$; значения α_0 и α_n нужно перевести из градусной меры в радианную.

9. Оцените погрешность измерений.

Задание 2. Определение коэффициента трения качения.

1. Установите маятник качения (стальной шарик) вместо маятника скольжения, отрегулируйте длину нити так, чтобы шарик при колебаниях не выходил за пределы сменной пластины.

2. Установите угол отклонения панели 4 от вертикали равным $\gamma = 5^\circ$.

3. Отклоните маятник от положения равновесия на угол $\alpha_0 = 5^\circ$.

4. Измерьте угол отклонения колебания маятника α_n и число n полных колебаний (см. п. 5 задания 1); занесите результаты в таблицу.

5. Повторите измерения пп. 3, 4 еще 4 раза.

6. Рассчитайте средние значения $\langle \alpha_n \rangle$ и $\langle n \rangle$.

7. Определите коэффициент трения качения по формуле (2.69), приняв $\beta = 90^\circ - \gamma$, радиус шарика $R = 0,01$ м; значения α_0 и α_n нужно перевести из градусной меры в радианную.

8. Оцените погрешность измерений.

Вопросы и задания для самоконтроля

1. Какие существуют виды трения?

2. Сформулируйте закон Амонтона – Кулона.

3. Объясните два механизма возникновения трения качения. Запишите формулу для силы трения качения.
4. Что такое коэффициент трения качения и от чего он зависит?
5. Выведите формулу для определения *коэффициента трения качения* методом наклонного маятника.
6. Выведите формулу для определения *коэффициента трения скольжения* методом наклонного маятника.

Библиографический список

1. Энциклопедический словарь / под ред. проф. И. Е. Андреевского. – Санкт-Петербург: Ф. А. Брокгауз, И. А. Ефрон, 1890-1907. – 24 см. Т. 2: Араго - Аутка. – 1890. – 478 с.: ил.
2. Савельев И.В. Курс общей физики: в 4 т. Т. 1. Механика. Молекулярная физика и термодинамика: учеб. пособие / И.В. Савельев; под общ. ред. В.И. Савельева. 2-е изд., стер. – М.: КНОРУС, 2012. – 528 с.
3. Детлаф А. А. Курс физики: учеб. пособие для студентов высших технических учебных заведений / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 9-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 720 с.
4. Трофимова Т. И. Курс физики: учеб. пособие для инженерно-технических специальностей вузов / Т. И. Трофимова. – 20-е изд., стер. – М.: Академия, 2014. – 560 с.
5. Калашников Н.П., Смондырев М.А. Основы физики: учеб. пособие. Т. 1. – М.: Дрофа, 2001. – 531 с.
6. Александров А.В., Потапов В.Д., Державин Б.П. Сопротивление материалов. – М.: Высшая школа, 2003. – 561 с.

Оглавление

1. Элементы теории. Динамика поступательного движения	1
1.1. Сила. Масса и импульс	1
1.2. Первый закон Ньютона. Инерциальные и неинерциальные системы отсчета	3
1.3. Второй закон Ньютона как уравнение движения	4
1.4. Третий закон Ньютона	5
1.5. Закон Всемирного тяготения. Сила тяжести и вес тела	6
1.6. Упругие силы.....	8
1.7. Силы трения.....	12
2. Лабораторный практикум	16
Лабораторная работа 1	
Изучение движения тел по наклонной плоскости	16
Лабораторная работа 2	
Изучение динамики поступательного движения тела с помощью машины Атвуда	26
Лабораторная работа 3	
Изучение упругих свойств тел. Определение модуля сдвига	34
Лабораторная работа 4	
Определение коэффициентов трения качения и трения скольжения	41
Библиографический список	47