

1.  $M_x = 8m$ .

2.  $a = \frac{7}{20}g$ , если ускорение груза массой  $2m$  направлено вверх, и  $a = \frac{13}{20}g$ , если его ускорение направлено вниз.

3.  $\frac{m}{2} < M_x < 2m$ , при этом левый груз движется влево и его энергия не больше первоначальной энергии системы.

4.  $x = \frac{Mv^2}{2\mu g(M+m)} \approx 0,13 \text{ м.}$

5.  $d_v = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ;  $d_{\text{нп}} \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ ;  $\alpha \approx 5 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Указание: давление насыщенного пара воды при  $100^\circ\text{С}$  составляет 1 атм.

6. Запишем зависимость  $p(V)$  в виде

$$p = p_0 \left( 1 - \frac{V}{V_0} \right).$$

Максимум температуры

$$T = \frac{pV}{R} = \frac{p_0}{R} \left( V - \frac{V^2}{V_0} \right)$$

достигается при  $V_1 = \frac{V_0}{2}$  и равен

$$T_1 = \frac{p_0 V_0}{4R}.$$

Хотя при дальнейшем расширении температура, а значит, и внутренняя энергия уменьшаются, газ продолжает получать тепло вплоть до  $V_2 = \frac{5}{8}V_0$ . Действительно,

$$dQ = pdV + \frac{3}{2}RdT = pdV + \frac{3}{2}(pdV + Vdp) = \frac{5}{2}pdV + \frac{3}{2}Vdp.$$

Подставляя

$$p = p_0 \left( 1 - \frac{V}{V_0} \right) \text{ и } dp = -\frac{p_0}{V_0} dV,$$

получим

$$dQ = 4p_0 \left( \frac{5}{8} - \frac{V}{V_0} \right) dV.$$

Видно, что  $dQ > 0$  пока  $V < \frac{5}{8} V_0$ . Это означает, что на участке

$V < V_2 = \frac{5}{8} V_0$  газ получает тепло, а на участке  $V > V_2$  — отдает.

7. См. рис. 55.

$$8. I_2 = I_3 = \frac{U_0}{r}; I_1 = I_4 = 0.$$

$$9. I_2 = 1,2 \text{ мА}; U_0 = 0,75 \text{ В}; R_V = 0,75 \text{ кОм}; R_A = 0,375 \text{ кОм}.$$

10. Поскольку постоянная времени  $\tau = CR$  для разрядки конденсатора через гальванометр много меньше периода  $T$  изменения

емкости (или  $I_{\max} R \sim \frac{q_{\max}}{T} R \ll \frac{q_{\max}}{C}$ ), то напряжение на кон-

денсаторе все время мало по сравнению  $U = Ed$ . Это означает,

что поле конденсатора  $E_k = \frac{q}{C} : d$  в каждый момент времени компенсирует внешнее поле  $E$ . Следовательно, за период через миллиамперметр проходит (за те полпериода, пока емкость уменьшается) заряд  $q_{\max} = C_{\max} U = C_{\max} Ed = \epsilon_0 S E$ . Средний ток через миллиамперметр равен

$$I = \frac{q_{\max}}{T} = \epsilon_0 S E n \approx 8,85 \cdot 10^{-9} \text{ А}.$$

Этот ток не зависит ни от  $R$ , ни от  $d$ .

$$11. I_{Lm} = U_0 \sqrt{\frac{C}{3L}} = 10^{-2} \text{ А}; I_6 = U_0 \sqrt{\frac{C}{27L}} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ А};$$

$$U_{Cm} = \frac{4}{3} U_0 \approx 13 \text{ В}.$$

12.  $F = 4$  см, если линза собирающая, и  $F = -12$  см, если линза рассеивающая.

$$13. F_{\text{тр}} = \frac{mM(2g - a_0)}{m + M}.$$

14. Пусть груз массой  $M$  совершает колебания по закону  $x_1 = A \cos \omega t$ , где  $\omega = 2\pi/T$ . Уравнение движения этого груза

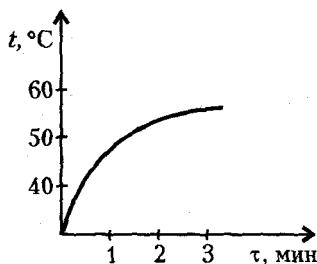
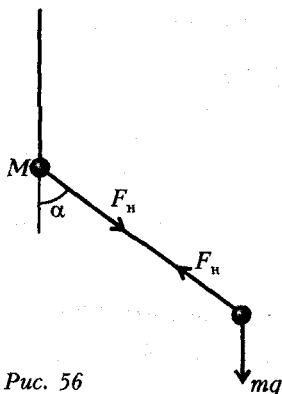


Рис. 55



имеет вид (рис. 56)

$$F_H \sin \alpha = Ma_1,$$

где  $a_1 = -\omega^2 A \cos \omega t$ . При  $\alpha \ll 1$   $F_H = mg$  и  $\sin \alpha = \alpha$ , т.е.

$$mg\alpha = Ma_1.$$

Ускорение груза массой  $m$ , подвешенного на нити длиной  $l$ , равно

$$a_2 = a_1 + l\alpha'' = a_1 - \frac{Ml}{mg} \omega^2 a_1.$$

На этот груз действует в горизонтальном направлении сила  $-F_H \sin \alpha = -Ma_1$ , и уравнение движения этого груза имеет вид

$$-Ma_1 = m \left( a_1 - \frac{Ml}{mg} \omega^2 a_1 \right),$$

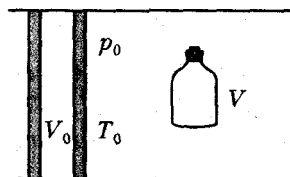
откуда

$$l = \frac{M+m}{M} \frac{g}{\omega^2} = \frac{M+m}{M} \frac{gT^2}{4\pi^2}.$$

15.  $u = \sqrt{v^2 + 2gh}$  и  $\sin \beta = \frac{v \sin \alpha}{u}$ , где  $u$  — скорость бруска после спуска,  $\beta$  — угол с направлением на спуск.

16.  $T = G \frac{MMh}{r^2 R}$ , где  $R$  — универсальная газовая постоянная.

17. Предположим, что постоянное давление в большом сосуде поддерживается за счет перемещения поршня (рис. 57). Если



объем большого сосуда уменьшился на  $V_0$ , то работа поршня под газом равна  $A = p_0 V_0$ , а количество газа, вошедшего в маленький сосуд, определяется уравнением

$$p_0 V_0 = \nu R T_0.$$

Рис. 57

Изменение внутренней энергии этого газа равно работе внешних сил (поршня):

$$\frac{i}{2} \nu R (T - T_0) = p_0 V_0,$$

где  $i$  — число степеней свободы молекул газа. Получаем

$$T - T_0 = \frac{2}{i} T_0, \quad T = \frac{i+2}{i} T_0 = \gamma T_0,$$

где  $\gamma$  показатель адиабаты. Для одноатомного газа  $\gamma = \frac{5}{3}$ , поэтому

$$T = \frac{5}{3} T_0 = 500 \text{ К}.$$

18.  $\tau \approx \frac{cm\Delta t}{P} \approx 17 \text{ с}$  (мощность теплоотдачи равна мощности нагревателя);  $t_{\max} \approx 70^\circ \text{C}$  (мощность теплоотдачи пропорциональна разности температур).

19.  $U = \frac{3}{2} \frac{q}{C}.$

20. Из векторной диаграммы (рис. 58) следует, что

$$U_0^2 = U_R^2 + U_{\text{пр}}^2 + 2U_R U_{\text{пр}} \cos \varphi,$$

где

$$U_R = IR, \quad U_{\text{пр}} = U.$$

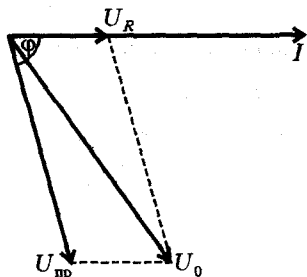


Рис. 58

Прибор потребляет среднюю мощность

$$P = U_{\text{пр}} I_{\text{пр}} \cos \varphi \approx 30 \text{ Вт}.$$

21. В момент броска и в момент падения тело удаляется от точки броска. Следовательно, если тело может приближаться к этой точке, то между броском и падением будет момент, когда тело начинает приближаться, и момент, когда оно начинает снова удаляться. В эти моменты вектор  $\vec{r} = \vec{v}_0 t + \frac{\vec{g} t^2}{2}$  и вектор  $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{g} t$  взаимно перпендикулярны, поэтому их скалярное произведение равно нулю, т.е.  $(\vec{v} \cdot \vec{g}) = 0$ . Подставляя  $\vec{v}$  и  $\vec{r}$  и учитывая, что  $(\vec{v}_0 \cdot \vec{g}) = -v_0 g \sin \alpha$ , получим квадратное уравнение для  $t$ :

$$t^2 - 3 \frac{v_0}{g} \sin \alpha \cdot t + \frac{2v_0^2}{g^2} = 0.$$

Если корней нет, то тело все время удаляется от точки броска.

Условие  $D \leq 0$  приводит к ответу

$$\sin \alpha \leq \frac{2\sqrt{2}}{3}, \text{ и } \alpha_{\max} = \arcsin \frac{2\sqrt{2}}{3}.$$

$$22. \text{ а) } x \geq \frac{3l}{5}; \text{ б) } x \geq l\sqrt{3}(2 - \sqrt{3}).$$

23. Дополнительные двигатели надо включить сразу после отработки основных двигателей, т.е. пока скорость ракеты максимальна. Действительно, из закона сохранения импульса следует, что изменение скорости ракеты не зависит от момента включения двигателей, а приращение ее энергии, равное

$$\frac{m(v + \Delta v)^2}{2} - \frac{mv^2}{2} = mv\Delta v + \frac{m\Delta v^2}{2},$$

максимально при максимальном значении  $v$ .

24. Поскольку  $E_{\text{пост}} = \frac{3}{2}pV$ , то для измерения этой энергии надо барометром измерить давление.

25. Это утверждение было бы верным в том случае, если бы взаимодействие между зарядами в «плоском» мире определялось не обычным, а «плоским» законом Кулона:  $F \sim \frac{q_1 q_2}{r}$ . Если же взаимодействие определяется обычным законом Кулона, то утверждение оказывается неверным.

26. Поскольку суммарная ЭДС двух катушек равна нулю, то полный магнитный поток сохраняется:

$$LI_1 + LI_2 = LI_0.$$

Кроме того, действует закон сохранения энергии:

$$\frac{LI_1^2}{2} + \frac{LI_2^2}{2} + \frac{Q^2}{2C} = \frac{Q_0^2}{2C}.$$

а) Максимальный ток соответствует условию  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = U = 0$ , т.е.  $Q = 0$ . Получаем

$$I_{1\max} = I_{2\max} = \frac{I_0}{2} + \sqrt{\frac{Q_0^2}{2LC} - \frac{I_0^2}{4}}.$$

б) Максимальный заряд означает, что ток через конденсатор равен нулю, т.е.  $I_1 = I_2 = \frac{I_0}{2}$ . Отсюда

$$Q_{\max} = \sqrt{Q_0^2 - \frac{I_0^2 LC}{2}}.$$

**27.** При любой форме ангара, траектория мяча при минимальной скорости должна касаться ангара в симметрично расположенных точках.

В случае прямоугольного ангара траектория проходит через две вершины прямоугольника (рис. 59). Поскольку скорость  $v_1$  и начальная скорость  $v_0$  связаны соотношением

$$v_0^2 = v_1^2 + 2gh$$

(которое следует из закона сохранения энергии), то минимальной величине  $v_0$  соответствует минимальная величина  $v_1$ , которая соответствует углу  $\beta = 45^\circ$ . Получаем

$$d = \frac{v_1^2}{g}, \text{ и } v_0 = \sqrt{g(d + 2h)} = 20 \text{ м/с.}$$

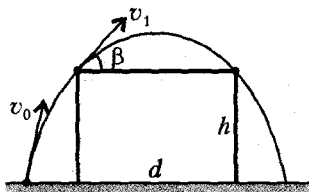


Рис. 59

В случае полуцилиндрического ангара обозначим за  $h$  высоту тех точек, где траектория мяча касается ангара (рис. 60). Расстояние между точками касания равно  $2R \sin \beta$ , следовательно,

$$\frac{v_1^2 \sin 2\beta}{g} = 2R \sin \beta,$$

или

$$v_1^2 = \frac{gR}{\cos \beta} = \frac{gR^2}{h}.$$

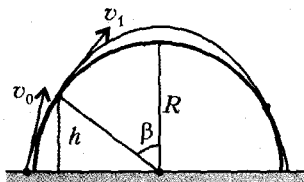


Рис. 60

Из закона сохранения энергии получаем

$$v_0^2 = v_1^2 + 2gh = g \left( \frac{R^2}{h} + 2h \right).$$

Определив минимум этого выражения, найдем начальную скорость:

$$v_0 = \sqrt{2\sqrt{2}gR} \approx 14 \text{ м/с.}$$

**28.** Предположим, что рассматриваемый баллон находится внутри большого сосуда, давление в котором поддерживается постоянным и равным атмосферному давлению  $p_0$  за счет перемещения поршня (см. рис. 57). Найдем температуру в баллоне сразу после закрывания вентиля.

Обозначив уменьшение объема внешнего сосуда  $V_0$ , количество газа в баллоне до открывания вентиля  $v_1$ , количество

вошедшего в баллон воздуха  $v_2$  и изменение температуры  $\Delta T$ , запишем закон сохранения энергии в виде

$$p_0 V_0 = \frac{5}{2} (v_1 + v_2) R \Delta T.$$

Теперь запишем уравнения состояния газа в нашем баллоне в начале (до открывания вентиля) и в конце (сразу после выравнивания давлений):

$$\frac{p_0}{2} V = v_1 R T_0, \quad p_0 V = (v_1 + v_2) R (T_0 + \Delta T),$$

где  $V$  — объем баллона. Кроме того, для газа, вошедшего в баллон, тоже можно записать уравнение состояния:

$$p_0 V_0 = v_2 R T_0.$$

После преобразований получим

$$\Delta T = \frac{T_0}{6}.$$

Значит, температура в баллоне сразу после заполнения газом равна

$$T' = \frac{7}{6} T_0.$$

После изохорного остывания газа до температуры  $T_0$  давление станет равным

$$p' = \frac{6}{7} p_0.$$

29.  $u = \frac{1}{2} U_0 (1 + \cos \omega t)$ , где  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC/2}}$ ; механический аналог: колебания грузика между двумя пружинами, одна из которых поджата в начальный момент времени.

30. Оптимальный диаметр отверстия соответствует случаю, когда размер дифракционного пятна совпадает с размером отверстия. Допустим, что при от-

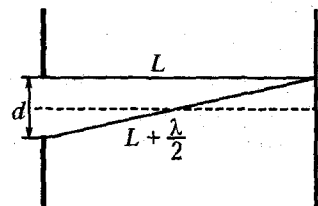


Рис. 61

ступлении от центра пятна на  $\frac{d}{2}$  разность хода между крайними лучами составляет  $\frac{\lambda}{2}$  (рис. 61). Тогда получим

$$\left( L + \frac{\lambda}{2} \right)^2 = d^2 + L^2,$$

откуда

$$d \approx \sqrt{\lambda L}.$$

Подставляя  $\lambda = 500$  нм (средняя длина волны видимого света), найдем искомый диаметр отверстия:

$$d \approx 0,2 \text{ мм}.$$

31. Если  $\operatorname{tg} \alpha < \mu$ , то  $a_0 = 0$ ,  $a_d = \frac{2}{3}g \sin \alpha$  и  $a_k = \frac{1}{2}g \sin \alpha$ , т.е. первым съезжает диск, затем кольцо, а брусок остается неподвижным; если  $\mu < \operatorname{tg} \alpha < 2\mu$ , то  $a_0 = g(\sin \alpha - \mu \cos \alpha)$ ,  $a_d = \frac{2}{3}g \sin \alpha$  и  $a_k = \frac{1}{2}g \sin \alpha$ , т.е. первым съезжает диск, затем кольцо и потом брусок; если  $2\mu < \operatorname{tg} \alpha < 3\mu$ , то  $a_0 = a_k = g(\sin \alpha - \mu \cos \alpha)$  и  $a_d = \frac{2}{3}g \sin \alpha$ , т.е. первым съезжает диск, а затем брусок и кольцо съезжают одновременно; если  $\operatorname{tg} \alpha > 3\mu$ , то  $a_0 = a_d = a_k = g(\sin \alpha - \mu \cos \alpha)$ , т.е. все тела съезжают одновременно.

$$32. v_{\min} \approx \sqrt{gR \left( 7\pi + \frac{2\sqrt{2}}{9} \right)}.$$

$$33. T_3 \approx 6 \text{ млрд лет}.$$

$$34. h = \frac{(n-1)p_0}{\rho g}, \text{ где } p_0 - \text{атмосферное давление, } \rho - \text{плотность воды}.$$

$$35. h = \frac{10}{17} R.$$

36. Будем считать, что орбита спутника в каждый момент времени близка к круговой. Тогда из второго закона Ньютона

$$G \frac{mM}{r^2} = m \frac{v^2}{2}$$

следует, что полная механическая энергия спутника равна

$$E = \frac{mv^2}{2} - G \frac{mM}{r} = -G \frac{mM}{2r}.$$

Если за некоторый интервал времени спутник совершил  $\Delta N$  оборотов, то работа силы сопротивления ( $F_c = \alpha v^2$ )

$$A = -\alpha v^2 \cdot 2\pi r \cdot \Delta N = -\alpha \frac{GM}{r} \cdot 2\pi r \Delta N$$



равна изменению его механической энергии

$$\Delta E = \Delta \left( -G \frac{mM}{2r} \right) = G \frac{mM}{2r^2} \Delta r.$$

Получаем

$$\Delta N = -\frac{m}{4\pi\alpha} \frac{\Delta r}{r^2}.$$

Интегрируя от  $r_1 = R + H$  до  $r_2 = R$ , находим

$$N = \frac{m}{4\pi\alpha} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R+H} \right) = \frac{m}{4\pi\alpha} \frac{H}{R(R+H)}.$$

$$37. \quad \varepsilon(t) = \frac{12\varepsilon_{\max}}{\gamma^4} \quad \text{при } \gamma \gg 1 \quad \text{и} \quad \varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_{\max}}{2} \left( 1 - \frac{4}{5}\gamma \right) \quad \text{при}$$

$$\gamma \ll 1, \quad \text{где } \gamma = \frac{a^2 t}{6L^3} \sqrt{\frac{2\varepsilon_{\max}}{m}} \quad (m - \text{масса молекулы}).$$

38. Сила равна  $F = mg\sqrt{\mu^2 \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha}$  и с направлением движения бруска составляет угол  $\beta = \operatorname{arctg} \frac{1}{\mu} \operatorname{tg} \alpha$ .

39. Напряженность поля в отверстии на расстоянии  $r$  от центра можно найти как суперпозицию поля однородно заряженного шара радиусом  $R$  с зарядом  $Q_1 = \frac{8}{7}Q$  и отрицательно заряженного шара радиусом  $\frac{R}{2}$  с зарядом  $Q_2 = \frac{Q}{7}$ :

$$E = k \frac{Q_1}{R^2} \frac{r}{R} - k \frac{Q_2}{\left(\frac{R}{2} + r\right)^2} = \frac{8}{7} k \frac{Q}{R^2} \left( \alpha - \frac{1}{2(1+2\alpha)^2} \right),$$

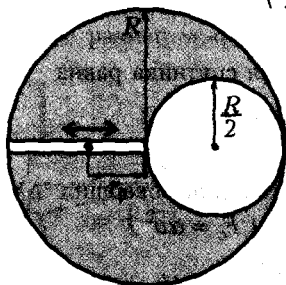


Рис. 62

где  $\alpha = \frac{r}{R}$ . Отрицательный заряд  $-q$  будет совершать малые колебания возле точки  $r_0 = \alpha_0 R$ , где напряженность поля равна нулю (рис. 62). Для  $\alpha_0$  получаем уравнение

$$2\alpha_0 (1 + 2\alpha_0)^2 = 1,$$

имеющее корень  $\alpha_0 \approx 0,2$ . Подставив в выражение для напряженности

$r = r_0 + x$  ( $x \ll r_0$ ), получим

$$E \approx \frac{8}{7} k \frac{Q}{R^3} \left( 1 + \frac{2}{(1 + 2\alpha_0)^3} \right) \cdot x.$$

Следовательно, заряд  $-q$  с массой  $m$  будет совершать колебания с частотой

$$\omega = \sqrt{\frac{8}{7} k \frac{Qq}{mR^3} \left( 1 + \frac{2}{(1 + 2\alpha_0)^3} \right)}.$$

40. Сила гравитационного притяжения фотона массой  $m$  к центру шара на расстоянии  $r < R$  от центра равна

$$F = G \frac{mM}{R^3} r,$$

а проекция этой силы на направление, перпендикулярное линии пролета фотона (рис. 63), равна

$$F_{\perp} = G \frac{mM}{R^3} r \sin \alpha = G \frac{mM}{R^3} h$$

и остается постоянной внутри шара. Импульс, сообщенный фотону в поперечном направлении, равен

$$p_{\perp} = F_{\perp} t = G \frac{mM}{R^3} h \frac{2R}{c}$$

( $t$  — время пролета фотона). Фотон отклонится на угол

$$\beta = \frac{p_{\perp}}{p} = \frac{p_{\perp}}{mc} = 2G \frac{M}{R^2} \frac{h}{c^2}.$$

Следовательно, луч пересечется с осевой линией на расстоянии

$$L = \frac{h}{\beta} = \frac{R^2 c^2}{2GM} \approx 100 \text{ км}.$$

Это и есть фокусное расстояние гравитационной линзы

41. а) Решим задачу графически (рис. 64). Скорость лодки относительно берега равна

$$\vec{v} = \vec{v}_p + \vec{v}_л.$$

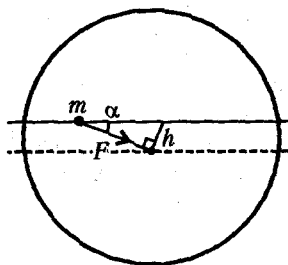


Рис. 63

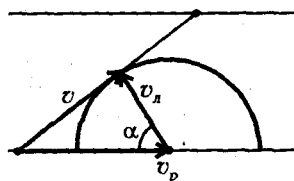


Рис. 64

Выбирая различные направления  $\vec{v}_л$ , надо добиться того, чтобы вектор  $\vec{v}$  составлял наибольший угол с берегом. Конец вектора  $\vec{v}_л$  описывает полуокружность, и наименьший снос соответствует направлению  $\vec{v}$  по касательной к полуокружности. Получаем

$$\alpha = \arccos \frac{v_л}{v_p}.$$

Интересно отметить, что лодка движется по отношению к берегу перпендикулярно выбранному лодочником направлению движения ( $\vec{v} \perp \vec{v}_л$ ).

б) В этом случае снос будет таким же, как для реки с постоянной скоростью течения, равной  $v_p = \frac{v_0}{2}$ . Получаем

$$\alpha = \arccos \frac{2v_л}{v_0}.$$

**42.** Во время взаимодействия шарика с бруском возрастает сила давления бруска на поверхность, следовательно, возрастает и сила трения. Изменение импульса системы за время удара в проекциях на оси  $y$  и  $x$  определяется дополнительными силами давления  $N'$  и трения  $F'_{тр}$ :

$$N' \Delta t = 2mv,$$

$$-F'_{тр} \Delta t = \Delta p'_x,$$

где  $\Delta t$  — время взаимодействия,  $v$  — скорость шарика в момент падения. Учитывая, что  $F'_{тр} = \mu N'$ , получим

$$\Delta p'_x = -\mu \cdot 2mv.$$

Дополнительное изменение импульса бруска за время  $t$  равно

$$-\mu \cdot 2mv \cdot n = -\mu \cdot 2mv \frac{t}{2v/g} = -\mu mgt,$$

где  $n$  — число ударов за время  $t$ . Получаем, что тормозящее действие ударов эквивалентно добавлению дополнительной силы трения, равной  $\mu mg$ . Среднее ускорение бруска будет равно

$$a = \frac{\mu Mg + \mu mg}{M},$$

а путь, пройденный бруском до остановки, составит

$$s = \frac{v_0^2}{2a} = \frac{v_0^2}{2\mu g} \frac{M}{m + M}.$$

43.  $t = \frac{1}{v} \sqrt[3]{\frac{3M}{4\rho_n}}$ , где  $\rho_n$  — плотность насыщенных паров,  $v$  — скорость разлета газового шара, связанная с энергией удара  $E$ ;  $\rho = \rho_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^3$ , где  $\rho_0$  — начальная плотность газового шара,  $t_0 = \frac{R}{v}$ .

44.  $h = \sqrt{\frac{v^2}{2g}}$  при  $v \leq \sqrt{2gL}$ ;  $h = 2L$  при  $v \leq \sqrt{5gL}$ ;  $h = L \left(1 + \sin \alpha + \frac{1}{2} \sin \alpha \cos^2 \alpha\right)$ , где  $\sin \alpha = \frac{2}{3} \left(\frac{v^2}{2gL} - 1\right)$ , при подъеме на угол  $\alpha > 90^\circ$ . Указание: при условии  $v = \sqrt{gL \sin \alpha}$  натяжение нити равно нулю, тело отрывается от круговой орбиты и летит по параболе.

45. Для точек, лежащих на прямой  $A_1A_2$ , можно записать  $p \sim V$ ,  $T \sim pV \sim V^2$ , т.е. объем связан с температурой соотношением

$$V = \alpha \sqrt{T}.$$

Для точки  $A_3$ , лежащей посередине между точками  $A_1$  и  $A_2$ ,

$$V_3 = \frac{V_1 + V_2}{2}.$$

Получаем

$$\sqrt{T_3} = \frac{\sqrt{T_1} + \sqrt{T_2}}{2},$$

или

$$T_3 = \frac{(\sqrt{T_1} + \sqrt{T_2})^2}{4}.$$

Отметим, что адиабаты, на которых лежат точки  $A_1$  и  $A_2$ , упомянуты в условии для отвода глаз и в решении никак не используются.

46. Считая радиусы шариков малыми по сравнению с рас-

стояниями между ними, т.е. полагая  $R \ll a$ , получим

$$\varphi = k \frac{q_1}{R},$$

$$\varphi = k \frac{q_2}{R} + k \frac{q_1}{a},$$

$$\varphi = k \frac{q_3}{R} + k \frac{q_1 + q_2}{a}.$$

Исключив  $a$  и  $R$ , придем к соотношению

$$q_2 = \sqrt{q_1 q_3} = 6 \text{ мкКл.}$$

47. Так как при  $U < 0,8U_0$  калорифер не может поддерживать заданную температуру, то при  $U = 0,8U_0$  мощность теплоотдачи сравнивается с подводимой мощностью:

$$P_{\text{отд}} = 0,64 \frac{U_0^2}{R}.$$

При  $U > 0,8U_0$  калорифер при включении нагревает воду от температуры включения до температуры выключения, сообщая воде определенное количество теплоты  $Q$ :

$$\left( \frac{U_0^2}{R} - 0,64 \frac{U_0^2}{R} \right) t_1 = Q,$$

$$\left( 0,81 \frac{U_0^2}{R} - 0,64 \frac{U_0^2}{R} \right) t_2 = Q,$$

где  $t_1 = 1$  мин, а  $t_2$  — искомое время. Получаем

$$0,36t_1 = 0,17t_2, \text{ или } t_2 \approx 2,1 \text{ мин.}$$

48. Когда уровень воды совпадает с уровнем центра тяжести стакана.

49. Сила, сдавливающая пробку в горлышке бутылки, равна

$$F_d = p_0 S = p_0 \cdot 2\pi R x,$$

где  $x$  — длина части пробки, находящейся в бутылке,  $p_0$  — давление пробки на бутылку. Значит, сила трения

$$F_{\text{тр}} = \mu F_d = \mu p_0 \cdot 2\pi R x$$

линейно зависит от  $x$ . При  $x = l$  сила трения равна  $F_0$ . Получаем

$$F_{\text{тр}} = F_0 \frac{x}{l}.$$

Работа против этой силы равна

$$A = \frac{0 + F_0}{2} l = \frac{F_0 l}{2}.$$

Это и есть минимальная работа, которую надо совершить, чтобы вынуть пробку из бутылки.

**50.** Нет, поскольку давление насыщенных паров надо льдом ниже, чем над жидкостью, и поэтому капли начнут испаряться, а ледовые кристаллы — расти.

**51.** Нужно обернуть бутылку в мокрое полотенце и положить за окно. Быстрый поток воздуха будет обеспечивать быстрое испарение воды и, как следствие, охлаждение бутылки.

**52.** При скольжении по выпуклой дуге  $ACB$ .

**53. а)**  $F_{тр} = 0,5 \text{ Н}$ ,  $a = 0$ ,  $F_H = 2,5 \text{ Н}$ ;

**б)**  $F_{тр} = 0$ ,  $a = 0$ ,  $F_H = 3 \text{ Н}$ ,

**в)**  $F_{тр} = 0,5 \text{ Н}$ ,  $a = 0$ ,  $F_H = 3,5 \text{ Н}$ .

**54.** См. рис. 65.

**55.** Время подъема меньше времени спуска.

**56.** Используя барометрическую формулу и уравнение Клапейрона — Менделеева, получим

$$\Delta h = \frac{\Delta T R \ln(p_0/p)}{Mg},$$

где  $M$  — молярная масса воздуха.

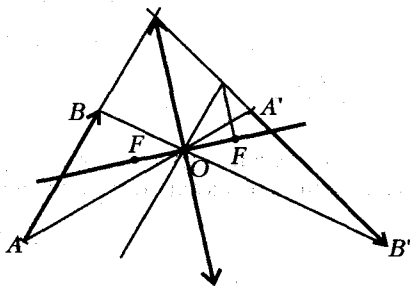


Рис. 65

**57.** Используя уравнение Бернулли, получим  $h = \frac{F}{\rho S g} - H_1$ ,

где  $\rho$  — плотность воды.

**58.** Шкала Фаренгейта, температура кипения воды равна  $212^\circ \text{F}$ .

**59.** С хорошо разработанной в то время теорией теплоты.

**60.** И.Ньютон, наблюдаемое им явление — это «кольца Ньютона».

**61.** 1) Нобелевская премия 1956 г. — Шокли У., Бардин Дж., Браттейн У. — за исследования полупроводников и открытие транзисторного эффекта; 2) 1909 г. — Маркони Г., Браун К. — за развитие беспроводной телеграфии; 3) 1964 г. — Таунс Ч., Басов Н.Г., Прохоров А.М. — за фундаменталь-

ные исследования в области квантовой электроники, которые привели к созданию генераторов и усилителей нового типа, т.е. мазеров и лазеров.

**62.** Электроемкость, электродвижущая сила.

**63.** Э.Галлею, который знаменит открытием кометы (комета Галлея).

**64.** Идея поля, высказанная М.Фарадеем.

**65.** Гибель озона в стратосфере (существование «озоновой дыры» над Антарктидой).

**66.** «Живые силы» — кинетическая энергия тела, «мертвые силы» — его потенциальная энергия.

**67.** В зависимости от параметров задачи возможны такие режимы движения колеса: скольжение, качение без проскальзывания и покой.

*а) Режим проскальзывания колеса*

Уравнения поступательного движения бруска и колеса имеют вид

$$ma = mg \sin \alpha - \mu mg \cos \alpha - T, \quad Ma = T - \mu Mg.$$

Отсюда находим ускорение бруска и силу натяжения нити:

$$a = g \frac{m(\sin \alpha - \mu \cos \alpha) - \mu M}{m + M}, \quad T = g \frac{mM}{M + m} (\mu + \sin \alpha - \mu \cos \alpha).$$

Для определения границы такого режима движения рассмотрим уравнение вращательного движения колеса:

$$Ma_r = \mu Mg,$$

где  $a_r$  — линейное ускорение обода колеса. Поскольку должно быть выполнено соотношение  $a_r = \mu g < a$ , режим проскальзывания реализуется при

$$\mu < \frac{m \sin \alpha}{m(1 + \cos \alpha) + 2M}.$$

*б) Режим качения без проскальзывания*

Уравнения движения бруска, а также поступательного и вращательного движений колеса запишем в виде

$$ma = mg \sin \alpha - \mu mg \cos \alpha - T,$$

$$Ma = T - F_{\text{тр}},$$

$$Ma_r = F_{\text{тр}},$$

где  $F_{\text{тр}}$  — сила трения покоя, приводящая к качению колеса без

проскальзывания ( $a_r = a$ ). Из уравнений движения получим

$$a = g \frac{m(\sin \alpha - \mu \cos \alpha)}{m + 2M}, \quad T = g \frac{2mM}{2M + m} (\sin \alpha - \mu \cos \alpha).$$

Такой режим движения реализуется при выполнении условия

$$\frac{m \sin \alpha}{m(1 + \cos \alpha) + 2M} < \mu < \operatorname{tg} \alpha.$$

в) *Состояние покоя*

Оно реализуется при условии  $\mu > \operatorname{tg} \alpha$ . При этом  $a = 0$ ,  $T = 0$ .

**68.** В отсутствие силы вязкого трения максимальная высота подъема определяется выражением

$$H = \frac{v_0^2}{2g},$$

причем квадрат скорости убывает с высотой подъема по закону

$$v^2(x) = v_0^2 - 2gx.$$

Посчитаем величину работы силы трения в процессе подъема тела до максимальной высоты:

$$A = \frac{1}{2} \beta v_0^2 H = \beta \frac{v_0^4}{4g}.$$

С учетом силы трения высота подъема окажется меньше на величину  $\Delta h$ , определяемую из соотношения

$$mg\Delta h = A.$$

В результате получим искомую высоту подъема тела:

$$x_{\max} = H - \Delta h = \frac{v_0^2}{2g} \left( 1 - \frac{\beta v_0^2}{2mg} \right).$$

**69.** Положение равновесия поршня в стакане определяется условием

$$p^* = p_0 + \frac{Mg}{S},$$

где  $p^*$  – давление газа в стакане и  $p_0$  – атмосферное давление. Учитывая, что

$$p^* S x_0 = RT_0$$

(уравнение состояния идеального газа,  $R$  – универсальная



газовая постоянная), найдем положение равновесия:

$$x_0 = \frac{RT_0}{p_0 S + Mg}.$$

Запишем уравнение малых колебаний поршня вблизи положения равновесия:

$$Ma = -Mg + (p - p_0)S.$$

Учитывая, что процесс адиабатический, при котором

$$p = p^* \left( \frac{x_0}{x} \right)^\gamma,$$

где  $\gamma = 5/3$  — показатель степени адиабаты для одноатомного газа, перепишем уравнение движения в виде

$$Ma = -(Mg + p_0 S) \left( 1 - \left( \frac{x_0}{x} \right)^\gamma \right).$$

Вводя величину смещения поршня от положения равновесия

$\delta = x - x_0$  и полагая, что  $1 - \left( \frac{x_0}{x} \right)^\gamma = \frac{\gamma \delta}{x_0}$ , получим

$$a = -\frac{\gamma}{M} \frac{(Mg + p_0 S)^2}{RT_0} \delta.$$

Это — уравнение гармонических колебаний. Период таких колебаний равен

$$T = \frac{2\pi}{\omega}, \text{ где } \omega^2 = \frac{\gamma}{M} \frac{(Mg + p_0 S)^2}{RT_0}.$$

**70.** Считая массу поршня пренебрежимо малой, получим, что после установления в системе термодинамического равновесия под поршнем образуется насыщенный водяной пар с температурой  $T_0 = 100^\circ\text{C}$  при нормальном атмосферном давлении. Испарившуюся массу жидкости  $\Delta m$  найдем из уравнения теплового баланса

$$cSh\rho\Delta T = \Delta mr,$$

где  $S$  — площадь сечения сосуда,  $\rho$  — плотность воды,  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ . Изменение высоты уровня воды в сосуде составит

$$\Delta h = h \frac{c\Delta T}{r}.$$

Высота столба пара над жидкостью будет равна

$$x = \Delta h \frac{\rho}{\rho_n} = \Delta h \frac{\rho}{\rho_0 M / (RT_0)},$$

где  $\rho_n$  — плотность насыщенного пара при температуре  $T_0$  и давлении  $p_0$ ,  $M$  — молярная масса воды,  $R$  — универсальная газовая постоянная. Окончательно, новое равновесное положение поршня будет находиться на высоте

$$H = h + x - \Delta h = h \left( 1 + \frac{c\Delta T}{r} \left( \frac{\rho RT_0}{Mp_0} - 1 \right) \right) \approx h \frac{c\Delta T}{r} \frac{\rho RT_0}{Mp_0} \approx 40h.$$

**71. Изменение энергии системы равно**

$$\Delta E = E - E_0,$$

где

$$E_0 = \frac{q^2}{2C_0}$$

— начальная энергия конденсатора,  $C_0 = \epsilon_0 S/d$  — его емкость,

$$E = \frac{q^2}{2C}$$

— энергия конденсатора, наполовину заполненного диэлектриком. Учитывая, что в конечном состоянии систему можно рассматривать как два параллельно соединенных конденсатора с емкостями  $C_0/2$  и  $\epsilon C_0/2$ , найдем ее емкость:

$$C = \frac{1}{2} C_0 (1 + \epsilon).$$

В результате получим

$$\Delta E = \frac{q^2 d}{2\epsilon_0 S} \frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon}.$$

**72. Запишем выражение для скорости потерь энергии на излучение при движении электрона по круговой орбите:**

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3c^3} a^2 = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2e^2}{3c^3} \frac{v^4}{R^2},$$

где  $v$  — скорость движения электрона по орбите. Эта скорость связана с радиусом орбиты  $R$  соотношением

$$\frac{mv^2}{R} = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R^2}.$$

Выражая  $v$  и  $R$  через полную энергию системы, получим

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = -\gamma E^4, \text{ где } \gamma = 4\pi\epsilon_0 \frac{32}{3m^2c^2e^2}.$$

Оценивая время падения электрона на ядро  $\tau$  как временной интервал, за который энергия изменяется на свою величину, найдем

$$\tau \sim \frac{1}{\gamma E_0^3} \sim 10^{-10} \text{ с}, \text{ где } E_0 = \frac{e^2}{2R_0}.$$

Отметим, что величина  $\tau$  на много порядков больше периода обращения электрона по круговой орбите радиусом  $R_0$ .

**73.** Температура поверхности определяется из условия баланса поглощаемой и излучаемой поверхностью Земли энергий.

Поглощаемая энергия равна

$$Q_{\text{п}} = \sigma T_{\text{с}}^4 \left( \frac{R_{\text{с}}}{R} \right)^2 \pi R_{\text{з}}^2 (1 - \alpha),$$

где  $T_{\text{с}}$  — температура поверхности Солнца,  $R_{\text{с}}$  и  $R_{\text{з}}$  — радиусы Солнца и Земли соответственно,  $R$  — расстояние от Земли до Солнца,  $\alpha$  — альбедо Земли.

Для энергии, излучаемой Землей, запишем

$$Q_{\text{и}} = \sigma T_{\text{з}}^4 \cdot 4\pi R_{\text{з}}^2,$$

где  $T_{\text{з}}$  — температура поверхности Земли.

Полагая, что  $Q_{\text{п}} = Q_{\text{и}}$ , получим

$$T_{\text{з}} = T_{\text{с}} \sqrt{\frac{R_{\text{с}}}{R}} \sqrt[4]{\frac{1 - \alpha}{4}} \approx 20^\circ \text{С}.$$

**74.** В процессе движения шарика над горизонтальной поверхностью происходит переход кинетической энергии в потенциальную энергию тяготения и обратно.

При ударе происходит переход кинетической энергии в потенциальную энергию упругой деформации и обратно. Оба процесса сопровождаются потерями механической энергии шарика в результате действия сил вязкого трения и возбуждения акустических волн в шарике и поверхности, а также вслед-

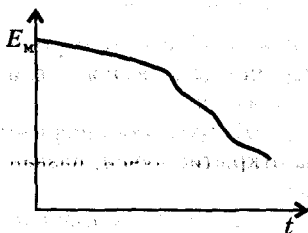


Рис. 66

ствие того, что деформация шарика и поверхности не может быть абсолютно упругой (рис. 66).

76. Низкая влажность воздуха приводит к малому поглощению тепла от горячей поверхности — поверхность быстро остывает. (Вода эффективно поглощает излучение инфракрасного диапазона.)

77.  $nF$ ; уменьшится в  $n$  раз.

78. Да. Например, в случае протяженных заряженных тел, когда один из зарядов значительно больше другого.

79. Воздух хорошо растворяется в нефти и заметно уменьшает ее плотность. Это приводит к тому, что даже ослабленного давления подземных пластов оказывается вполне достаточно для того, чтобы заглушие скважины вновь зафонтанировали.

80. Порядка  $10^4$  часов.

81. ЭДС индукции максимальна, когда плоскость рамки перпендикулярна проводнику с током, и минимальна, когда они параллельны.

82. Да. Например, если источник света движется быстрее человека и параллельно ему и экрану. Проще всего рассмотреть этот эффект в системе отсчета бегущего человека. Если скорость источника света  $V$ , а человека  $v$ , то скорость тени относительно человека равна

$$v_0 = h(V - v)/(H - h),$$

где  $h$  и  $H$  — расстояния от человека и источника света до экрана.

83. См. рис. 67.

84. «Падающая башня» находится в городе Пизе в Италии. На ней в конце XVI века Галилео Галилей проводил свои знаменитые опыты по изучению движения падающих тел. В частности, он установил, что при падении с одной и той же высоты скорость падения как легкого, так и тяжелого тел одна и та же.

85. Французский ученый Пьер Лаплас в 1798 году опубликовал статью, в которой рассчитал параметры небесного тела, поле тяготения которого не выпускает даже свет.

86. Вильгельм Конрад Рентген в 1901 году стал первым Нобелевским лауреатом по физике «за открытие лучей, названных его именем (рентгеновских лучей)».

87. Это — Мухаммед Тарагай Улугбек, правитель Самарканда в первой половине XV века.

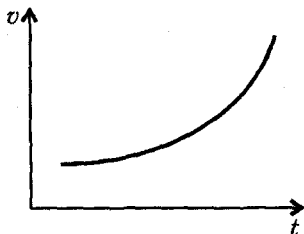


Рис. 67

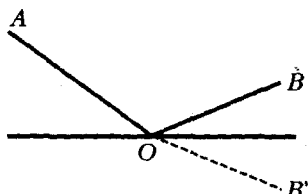


Рис. 68

**88.** 4 октября 1957 года в СССР был запущен первый в мире искусственный спутник Земли. Он был создан под руководством С.П. Королева и имел массу 83,6 кг.

**89.** Траектория движения мальчика задается ломаной  $AOB$ , представленной на рисунке 68. Точка  $B'$  получается отражением точки  $B$  относительно берега реки. Минимальный путь, который должен пройти мальчик, равен

$$s = \sqrt{L^2 + (h_1 + h_2)^2}.$$

Затрачиваемое на этот путь время составляет

$$t = \frac{s}{v} = \frac{\sqrt{L^2 + (h_1 + h_2)^2}}{v} = 250 \text{ с} \approx 4 \text{ мин.}$$

**90.** По закону сохранения энергии,

$$mgh = \frac{mv^2}{2} + E_{\text{вр}},$$

где  $E_{\text{вр}}$  — кинетическая энергия вращения кольца. Поскольку кольцо движется без проскальзывания, можно считать, что

$$E_{\text{вр}} = \frac{mv^2}{2}.$$

Таким образом, для скорости кольца у основания наклонной плоскости получаем

$$v = \sqrt{gh}.$$

**91.** 
$$F = \frac{\sigma q}{\epsilon_0} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(2l)^2}.$$

**92.** Представим первую цепь в виде, изображенном на рисунке 69. Здесь  $R_3$  — эквивалентное сопротивление цепи, состоящей из всех элементов, кроме трех выделенных. Поскольку цепь бесконечна,  $R_3$  тождественно равно искомому сопротивлению  $R_1$ . Из рисунка имеем

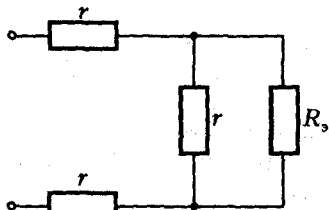


Рис. 69

$$R_1 = R_3 = 2r + \frac{R_1 r}{R_1 + r},$$

откуда

$$R_1 = r(1 + \sqrt{3}).$$

Для второй цепи запишем

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{r} + \frac{1}{R_1},$$

где  $R_1$  — сопротивление первой цепи. Поэтому

$$R_2 = r(\sqrt{3} - 1).$$

**93.** Замерзание слоя воды происходит в результате испарения ее поверхностного слоя. В состоянии динамического равновесия (над пленкой воды существует насыщенный пар) поток  $j$  массы, испаряющейся с поверхности, равен обратному потоку частиц из газовой фазы на поверхность:  $j = \rho_n v / 4$ , где  $v = \sqrt{3RT/M}$  — тепловая скорости движения молекул воды ( $R$  — универсальная газовая постоянная,  $M$  — молярная масса воды),  $\rho_n$  — плотность насыщенного пара при температуре  $t = 0^\circ\text{C}$ , определяемая из соотношения  $p_0 = \rho_n \frac{R}{M} T$ . Поток энергии с поверхности  $S$  равен  $J = rjS$ . С другой стороны, для замерзания слоя воды толщиной  $h$  необходимо отвести энергию  $Q = \lambda \rho_0 h S$ . Следовательно, искомое время замерзания равно

$$\tau = \frac{Q}{J} = 4 \frac{h \rho_0}{v \rho_n} \frac{\lambda}{r} = 4 \frac{h \rho_0 \lambda}{p_0 r} \sqrt{\frac{RT}{3M}} \approx 0,03 \text{ с.}$$

**94.** Считая движение шара установившимся, запишем баланс сил для случаев всплывания и погружения:

$$mg + \beta v_1 = F_A, \quad mg = \beta v_2,$$

где  $m$  — масса шара,  $\beta$  — коэффициент вязкого трения,  $v_1$  и  $v_2$  — скорости всплывания и погружения,  $F_A = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_0 g$  — архимедова сила. По условию задачи  $v_1 = v_2$ . Поэтому  $F_A = 2mg$ . Поскольку  $m = 4\pi R^2 \Delta R \rho$ , где  $\Delta R$  — искомая толщина стенок, получаем

$$\Delta R = \frac{1}{6} \frac{\rho_0}{\rho} R \approx 1 \text{ см.}$$

**95.**  $m_2 > m_3 > m_1$ .

**96.** Больше скорости звука в воздухе.

**97.** Эффект связан с многократными отражениями звуковой волны от стены.

98. Нет.

99. Перпендикулярно линии горизонта за горизонт.

100.  $F_{\min} = 750 \text{ Н}$ ;  $\mu_{\min} = 0,75$ .

101. Да.

102. Во внутреннюю энергию диэлектрика.

103. Альфа-частица отклоняется на значительный угол, если электрическая энергия ее взаимодействия с положительным ядром того же порядка, что и кинетическая энергия частицы.

104. Максимумы кривой  $W(\alpha)$  расположены вблизи точек поворота маятника (где скорость минимальна), а минимумы — вблизи положений равновесия маятника (где скорость максимальна).

105. Эрнест Резерфорд провел опыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц на золотых фольгах и предложил планетарную модель атома.

106. Древнегреческий ученый Клавдий Птолемей (ок. 90 — ок. 160) построил геоцентрическую картину мира.

107. Джон Адамс (Англия) и Урбен Леверье (Франция) в середине XIX века, независимо друг от друга, вычислили орбиту и положение планеты Нептун на основе исследования возмущений Урана.

108. Аристотель предполагал, что скорость тела пропорциональна действующей на него силе. Механика Аристотеля описывает установившееся движение тела с учетом силы вязкого трения.

109. Пусть  $l_1$  — дальность прыжка по ветру,  $l_2$  — против ветра,  $u$  — скорость ветра,  $v$  — горизонтальная составляющая скорости прыгуна. Тогда  $l_1 = (v + u)\tau$ ,  $l_2 = (v - u)\tau$ . Длительность прыжка  $\tau$  можно оценить, считая, что прыжок происходит под углом  $45^\circ$  к горизонту, тогда  $\tau = 2v/g$ .

110. В системе отсчета, связанной с клином, запишем уравнения движения брусков в проекциях на направления вдоль наклонной плоскости, перпендикулярное ей и вертикальное:

$$-ma_1 = -mg \sin \alpha + T + \mu N - ma \cos \alpha,$$

$$0 = -mg \cos \alpha + ma \sin \alpha + N,$$

$$ma_1 = mg - T - \mu ma.$$

Отсюда находим

$$a_1 = \frac{1}{2} (g(\sin \alpha - 1) + a \cos \alpha - \mu(g \cos \alpha + a(1 - \sin \alpha))).$$

Из условия  $a_1 > 0$  получаем

$$a > g \frac{1 - \sin \alpha + \mu \cos \alpha}{\cos \alpha - \mu(1 - \sin \alpha)}.$$

При этом также должно быть выполнено условие скольжения бруска по поверхности

$$a \leq g \operatorname{ctg} \alpha.$$

Окончательно,

$$g \operatorname{ctg} \alpha \geq a > g \frac{1 - \sin \alpha + \mu \cos \alpha}{\cos \alpha - \mu(1 - \sin \alpha)}.$$

111. Введем систему координат, как показано на рисунке 70. Запишем уравнение траектории мяча:

$$y(x) = (x - x_0) \operatorname{tg} \alpha - \frac{g(x - x_0)^2}{2v_0^2 \cos^2 \alpha}.$$

Учитывая, что траектория проходит через точки  $(L, 0)$  и  $(0, h)$ , найдем

$$v_0^2 = \frac{gL}{2 \cos^2 \alpha \cdot \left( \operatorname{tg} \alpha - \frac{h}{L} \right)}.$$

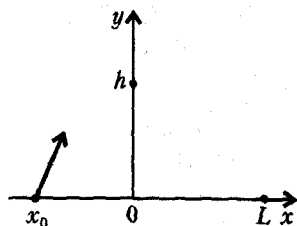


Рис. 70

Минимум этого выражения достигается при значении

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{L}{h}. \text{ Отсюда получаем}$$

$$v_0 = \sqrt{g(\sqrt{L^2 + h^2} + h)}.$$

112. Максимальную высоту подъема определим из условия (массой гелия пренебрегаем)

$$F_A = Mg, \text{ где } M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho(h).$$

Учитывая, что

$$\rho(h) = \rho_0 \exp\left(-\frac{Mgh}{RT}\right),$$

где  $M$  — молярная масса воздуха, находим искомую высоту:

$$h = \frac{RT}{Mg} \ln\left(\frac{4\pi R^3 \rho_0}{3M}\right) \approx 10 \text{ км}.$$



**113.** Равновесие в системе определяется из условия

$$f(\alpha) = \frac{\beta\alpha}{(1+\alpha^2)^{3/2}} = 1, \text{ где } \alpha = \frac{x}{R}, \beta = \frac{qQ/R^2}{mg}.$$

Решение этого уравнения относительно  $\alpha$  легко найти графически – рисунок 71 соответствует случаю  $qQ > 0$ . Максимум

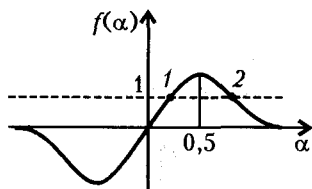


Рис. 71

функции  $f(\alpha)$  достигается в точке  $\alpha = 0,5$ . Поэтому условие  $f(\alpha) = 1$  разделяет область значений  $\alpha$  на две области, соответствующие отсутствию положения равновесия и наличию двух точек равновесия. Положение равновесия 1 – устойчивое, 2 – неустойчивое.

Аналогично рассматривается случай  $qQ < 0$  (заряды разных знаков).

**114.** За время «взрыва» расстояние между ядрами практически не успевает измениться. Поэтому из законов сохранения энергии и импульса для энергии образовавшихся протонов получаем

$$E_p = \frac{e^2}{2R} \approx 3,4 \text{ эВ}.$$

В случае молекулы  $\text{HD}^+$  энергии образовавшихся ядер равны

$$E_H = \frac{2e^2}{3R} \approx 4,5 \text{ эВ} \text{ и } E_D = \frac{e^2}{3R} \approx 2,3 \text{ эВ}.$$

**115.** Эквивалентная схема цепи, содержащей  $N$  попарно

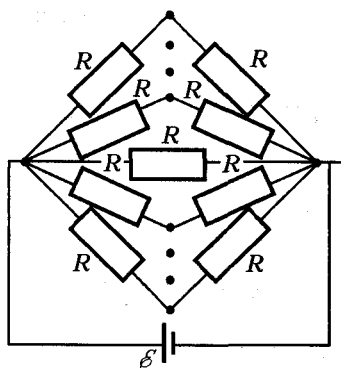


Рис. 72

соединенных сопротивлений, приведена на рисунке 72 (через резисторы, соединяющие любые другие две точки, ток не течет, и эти резисторы можно выбросить). Общее сопротивление такой цепи равно

$$R_{\text{общ}} = \frac{2R}{N}.$$

Выделяемая в цепи мощность равна

$$P = \frac{\varepsilon^2}{R_{\text{общ}}} = \frac{N\varepsilon^2}{2R}.$$

**116.** Оценивая установившуюся скорость падения как

$$v \sim \sqrt{gR} \sqrt{\frac{\rho_{\text{в}}}{\rho_0}},$$

найдем время падения капли:

$$\tau \sim \frac{h}{v} \sim \frac{h}{\sqrt{gR\rho_{\text{в}}/\rho_0}} \sim 100 \text{ с}.$$

Большие капли падают быстрее маленьких.

**117.** В 2 раза.

**118.** Скорости звука в воздухе и в металле различны.

**119.** Днем.

**120.** С шарика на поверхность.

**121.** В первом случае солнечные лучи сильнее рассеиваются.

**122.** Порядка  $10^{-5}$  секунды.

**123.** Спиртовой.

**124.** Никакие.

**125.** В первом случае основную роль играют магнитные, а не электрические силы.

**126.** Г.Гамов в 1953 году предсказал, что, остыв после Большого взрыва, в расширяющейся Вселенной фотонный газ должен иметь температуру порядка 5–7 К. В 1965 году американские астрофизики А.Пензиас и Р.Вильсон открыли экспериментально это реликтовое излучение и определили, что его температура действительно имеет предсказанный порядок величины и составляет приблизительно 3 К.

**127.** М.Фарадей в 1821 году построил первый в мире электродвигатель, а в 1831 году опубликовал результаты своих исследований и опытов в книге «Экспериментальные исследования по электричеству».

**128.** Теоретическую модель процессов, происходящих в лазере, создал в 1916 году А.Эйнштейн. В дальнейшем советский физик В.А.Фабрикант предложил в 1939 году практическую модель для создания системы с так называемой инверсной заселенностью атомов (т.е. таких систем, в которых возбужденных атомов больше, чем невозбужденных) с помощью электрического разряда в газе. В 1955 году советские физики Н.Г.Басов и А.М.Прохоров и, независимо, американский физик Ч.Таунс предложили конкретный принцип создания лазера, в котором усиление света происходит в результате вынужденного излучения.

**129.** В ускорителях происходит ускорение заряженных частиц в вакууме под действием электрических и магнитных полей.

Они используются в научных и медицинских целях. Различают ускорители прямого действия, циклические ускорители и ускорители на встречных пучках. Первые ускорители появились в 30-х годах XX века. Большой вклад в их разработку и создание внесли В.И.Векслер, Г.И.Будкер, И.М.Капчинский, Э.Макмиллан и другие. Крупнейшие в мире ускорители находятся в США, России, Швейцарии.

**130.** Нильс Бор.

**131.** Используя цилиндрическую систему координат  $(r, \varphi)$ , запишем закон сохранения энергии:

$$\frac{mr'^2}{2} + \frac{m}{2}(r\dot{\varphi})^2 - \frac{\alpha}{r^n} = E_0,$$

или, воспользовавшись законом сохранения момента импульса  $L_0 = mr^2\dot{\varphi}$ :

$$\frac{mr'^2}{2} + \left( \frac{L_0^2}{2mr^2} - \frac{\alpha}{r^n} \right) = E_0.$$

Здесь  $E_0$  — полная энергия системы, а величина  $U_{\text{эф}} = \frac{L_0^2}{2mr^2} - \frac{\alpha}{r^n}$  играет роль эффективной потенциальной энергии. Падению частицы на центр соответствует условие  $r \rightarrow 0$ . В случае  $n < 2$  падение на центр невозможно ни при каких начальных условиях. В случае  $n > 2$  падение на центр возможно, причем значения начальной скорости и радиальной координаты частицы легко могут быть получены из анализа зависимости  $U_{\text{эф}}(r)$ .

**132.** Существенной особенностью рассматриваемой задачи является то, что релятивистский эффект прекращения ускорения частицы в циклотроне (вследствие потери резонанса) наступает в нерелятивистской области энергий. Действительно, запишем выражение для частоты обращения протона в циклотроне:

$$\omega = \frac{eB}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

где  $v$  — скорость протона. Для разности периодов обращения частицы и изменения знака ускоряющего поля между дуанатами имеем

$$\Delta T = 2\pi \left( \frac{1}{\omega} - \frac{1}{\Omega_0} \right),$$

где  $\Omega_0$  — частота поля между дуанатами. Учитывая, что

$\Omega_0 = eB/m$ , получим

$$\Delta T = \frac{2\pi}{eB} E_k,$$

где  $E_k$  — кинетическая энергия ускоряемого протона. За  $N$  оборотов протон набирает энергию  $E_{\max} = 2eU_0N$ . Оценивая число оборотов, совершаемое протоном до выхода из резонансного режима ускорения, из условия  $\Delta TN = T/4$ , найдем

$$E_{\max} \approx \sqrt{eU_0 mc^2} \approx 3 \text{ МэВ}.$$

**133.** Уравнение адиабаты имеет вид  $pV^\gamma = \text{const}$ , где  $\gamma = c_p/c_V$  — показатель степени адиабаты. В двумерном и одномерном случаях под «объемом» понимается площадь поверхности и линейный размер, занимаемый газом. Соответственно, «давление» имеет размерность силы, действующей на единицу длины, и просто силы. Для одного моля газа  $c_p = c_V + R$ , где  $R$  — универсальная газовая постоянная. Поскольку  $c_V = iR/2$ , где  $i$  — число степеней свободы, для одно-, двух- и трехмерного случаев получаем  $\gamma = 3$ ,  $\gamma = 2$  и  $\gamma = 5/3$  соответственно.

**134.** Запишем условие равновесия звезды:

$$\frac{dp}{dr} = G \frac{M(r)}{r^2} \rho(r),$$

где  $p(r)$ ,  $\rho(r)$  — распределения давления и плотности по радиусу,  $M(r)$  — масса части звезды, заключенная внутри сферической оболочки радиусом  $r$ . Будем считать, что распределение плотности по радиусу является однородным, и оценим градиент давления как  $dp/dr \approx p_0/R_0$  (здесь  $p_0$  — давление в центре звезды,  $R_0$  — ее радиус). Тогда, воспользовавшись

уравнением состояния идеального газа  $p = 2 \frac{\rho}{m} kT$  (здесь  $m$  — масса протона, а множитель «2» возникает за счет вклада электронной и ионной составляющих в давление плазмы), получим

$$kT \approx \frac{1}{2} \frac{GM_0 m}{R_0}.$$

Численные оценки дают  $T \approx 11$  млн кельвинов.

**135.** В системе отсчета, связанной со стенкой, скорость частицы равна  $v = v_0 + a_0 \omega \sin \omega t$ . Поэтому дополнительная скорость, приобретаемая (теряемая) в момент столкновения, рав-

на  $2a_0\omega\sin\omega t$ , а скорость частиц после отражения лежит в пределах  $(v_0 - 2a_0\omega, v_0 + 2a_0\omega)$ . Вероятность иметь конкретное значение скорости из указанного интервала определяется вероятностью столкновения со стенкой в определенный момент времени.

Введем функцию распределения частиц по скоростям:

$F(v)dv = \frac{dt}{T/2}$ , где  $dt$  – интервал времени, в течение которого скорость шарика находилась в интервале от  $v$  до  $v + dv$ , а  $T = 2\pi/\omega$  – период колебаний стенки. Учитывая, что  $dt = dv/(2a_0\omega^2 \cos\omega t)$ , после преобразований получаем

$$F(v)dv = \frac{1}{\pi a_0 \omega^2} \frac{dv}{\sqrt{1 - ((v - v_0)/(2a_0\omega))^2}}.$$

**136.** Разность фаз двух волн, распространяющихся от каждой из щелей под углом  $\theta$  к оси, равна

$$\Delta\phi = \omega\tau = \omega \frac{2a \sin \theta}{c}.$$

Тогда распределение интенсивности на удаленном экране имеет вид

$$I = I_0 |1 + \exp(i\Delta\phi)|^2 = 4I_0 \cos^2 \left( \frac{\omega a}{c} \sin \theta \right),$$

где  $I_0$  – интенсивность излучения при одной открытой щели.

При выполнении условия  $(\omega a \sin \theta)/c > \pi/2$  возникает направление, под которым интенсивность излучения равна нулю.

**137.** Запишем уравнение для изменения энергии фотона при удалении от поверхности звезды:

$$\hbar d\omega = -G \frac{Mm}{r^2} dr = -G \frac{M}{r^2} \frac{\hbar\omega}{c^2} dr,$$

откуда получаем

$$\lambda = \lambda_0 \exp \left( \frac{R_g}{2R} \right),$$

где  $R$  – радиус звезды,  $R_g = 2GM/c^2$  – гравитационный радиус. Для Солнца  $R_0 \gg R_g$  и

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{GM_0}{R_0 c^2} \approx 0,023 \text{ \AA},$$

для нейтронной звезды

$$\Delta\lambda \approx 0,1\lambda_0 \approx 650 \text{ \AA}.$$

**138.**  $v_B = 2v$ .

**139.**  $a = 2g$ ;  $h \geq \frac{m}{\rho_B S}$ , где  $m$  – масса шарика,  $S$  – площадь его поперечного сечения,  $\rho_B$  – плотность воздуха.

**140.** Нет. Надо учесть изменение энергии космолета, тогда получится опять 5 МДж (что очевидно в системе отсчета, связанной с космолетом).

**141.** Колебаний не будет, поскольку искусственная сила тяжести направлена вдоль нити.

**142.** Можно. Достаточно взять пластиковую бутылку, в которой плавает тело, содержащее воздух и опущенное отверстием вниз (например, пипетка).

**143.** Сосуд содержит жидкий азот и его пары при температуре порядка 77 К. Масса паров около 4 г. Надо откачать приблизительно 2 г.

**144.** Увеличение давления будет одинаковым и равным  $\Delta p = \frac{2Q}{3V}$ , где  $V$  – общий объем сосуда.

**145.**  $v = 0$ , если  $v_0 < v_1 = \sqrt{\frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 Rm}}$ ;  $v = v_0$ , если  $v_0 > v_1$ .

**146.** 10 В.

**147.** Асфальт рассеивает свет во все стороны, а лужа отражает большую часть света вперед.

**148.** Глюоны (от английского glue – клей) – это элементарные частицы, переносчики сильного взаимодействия между кварками. Были введены в квантовой хромодинамике, возникшей благодаря работам М.Гелл-Мана и Г.Цвейга (1964 г.).

**149.** Р.Броун (1827 г.), А.Эйнштейн (1905 г.), Ж.Перрен (1908 г.).

**150.** И.Ньютон в опытах со стеклянными призмами разложил белый свет на семь цветов. Черный цвет – это цвет среды, поглощающей все цвета спектра. Интересно, что цвет является также одной из характеристик элементарных частиц.

**151.** Советский летчик-космонавт Ю.А.Гагарин 12 апреля 1961 года впервые совершил полет в космос на космическом корабле «Восток». Ракетный двигатель корабля работает на основе законов ньютоновской механики, записанных для движения тела переменной массы.

**152.** Н.Н.Семенов (совместно с С.Хиншелвудом) – за иссле-

дование механизма химических реакций (Нобелевская премия по химии, 1956 г.); П.А.Черенков, И.Е.Тамм и И.М.Франк – за открытие и объяснение эффекта Вавилова–Черенкова (1958 г.); Л.Д.Ландау – за создание теории квантовых жидкостей (1962 г.); Н.Г.Басов и А.М.Похоров (совместно с Ч.Таунсом) – за создание лазеров (1964 г.); А.Д.Сахаров – за правозащитную деятельность (Нобелевская премия мира, 1975 г.); П.Л.Капица – за открытия в области низких температур (1978 г.); Ж.И.Алферов – за выдающийся вклад в развитие физики наносекундных процессов (2000 г.).

$$153. а) s_{\text{л}} = \frac{m}{m+M} l.$$

б) Поскольку изменение импульса системы человек – лодка за все время движения равно нулю, то

$$\Delta \vec{p} = 0 = \int_0^{\infty} \vec{F}_c dt = - \int_0^{\infty} k \vec{v}_{\text{л}} dt = -k \int_0^{\infty} d\vec{s}_{\text{л}} = -k \vec{s}_{\text{л}}.$$

В пределе  $k \rightarrow 0$  время возвращения лодки в начальное положение стремится к бесконечности. Когда человек остановится, у системы останется маленькая скорость в противоположном направлении, и через очень большое время она вернется к начальному положению.

154. Если высота подъема  $h$  меньше, чем начальное растяжение  $x_0 = mg/k$ , то шнур останется все время в растянутом состоянии, а если  $h$  больше  $x_0$ , то сила упругости обращается в ноль (шнур не может находиться в сжатом состоянии). Найдем, при каком значении силы  $F_0$  высота подъема составит точно  $x_0$ . Работа внешней силы равна изменению энергии:

$$F_0 x_0 = mg x_0 - \frac{k x_0^2}{2},$$

откуда

$$F_0 = \frac{mg}{2}.$$

В первом случае  $F_1 < F_0$ , т.е. шнур остается растянутым. Тогда удобно отсчитывать полную потенциальную энергию от положения равновесия. Получаем

$$F_1 h_1 = \frac{k h_1^2}{2} - 0,$$

или

$$h_1 = \frac{2F_1}{k} = \frac{mg}{2k}.$$

Во втором случае  $F_2 > F_0$ , т.е. в конце шнур не растянут. Получаем

$$F_2 h_2 = mgh_2 - \frac{kx_0^2}{2},$$

откуда

$$h_2 = \frac{kx_0^2}{2(mg - F_2)} = \frac{2mg}{k}.$$

Таким образом,  $\frac{h_2}{h_1} = 4$ .

**155.** Найдем сначала, на какое расстояние  $r$  удалится камень от Земли. Запишем закон сохранения энергии:

$$\frac{mv_0^2}{2} - G \frac{mM}{R} = -G \frac{mM}{r},$$

где  $R$  — радиус Земли,  $v_0 = (1 - \alpha)v_{II}$  — начальная скорость ( $\alpha = 10^{-3}$ ),  $v_{II}$  — вторая космическая скорость, которая определяется уравнением

$$\frac{mv_{II}^2}{2} - G \frac{mM}{R} = 0.$$

Получаем

$$((1 - \alpha)^2 - 1)G \frac{mM}{R} = -G \frac{mM}{r},$$

откуда

$$r \approx \frac{R}{2\alpha} = 500R.$$

Время от броска камня до его возвращения примерно равно периоду обращения по круговой орбите радиусом  $r/2$ , который можно найти из второго закона Ньютона

$$G \frac{mM}{(r/2)^2} = m \left( \frac{2\pi}{T} \right)^2 \frac{r}{2}.$$

Учитывая, что  $G \frac{M}{R^2} = g$ , получим

$$t \approx T = 2\pi \sqrt{\frac{R}{g}} \frac{1}{(4\alpha)^{3/2}} \approx 230 \text{ суток}.$$

**156.**  $k = \frac{28}{25} = 1,12.$

**157.** В тот момент, когда шарик находится в центре оболоч-



ки, электрическое поле  $E$  во всем пространстве совпадает с полем шарика в отсутствие оболочки, за исключением того, что внутри проводника поле равно нулю. Следовательно, начальная электрическая энергия больше конечной на величину

$$\Delta W = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \cdot 4\pi R^2 \Delta r,$$

где

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^2}.$$

Получаем

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 R^2} \Delta R,$$

откуда

$$v = \sqrt{\frac{q^2 \Delta R}{4\pi\epsilon_0 R^2 m}}.$$

**158.**  $\alpha = \arcsin \frac{m_p}{m_D} = \arcsin \frac{1}{2} = 30^\circ.$

**160.** Падение.

**161.** Разжечь костер под трубой.

**162.** Лодка будет плавать, если верхний край ящика окажется выше уровня воды в реке.

**163.** В первом чайнике уровень воды ниже основания носика.

**164.** В 8 раз.

**165.** Космонавт никогда не упадет на Землю, а будет двигаться по эллиптической орбите, близкой к круговой.

**166.** Период колебаний такого маятника не меняется в зависимости от температуры, поскольку тепловое расширение ртути приводит к подъему центра тяжести системы, что компенсирует тепловое удлинение стержня маятника.

**167.**  $s = \sqrt{2hR} \approx 3,6$  км (здесь  $R$  — радиус Земли,  $h = 1$  м).

**168.** 1) Левкипп, Демокрит, Эпикур. 2) Пифагор. 3) Аристотель.

**169.** Траектория брошенного тела искривляется, а искривление светового луча не наблюдается.

**170.** 1) Законы идеальных газов и теплового расширения вещества. 2) Газовые. 3) Очень низкие и очень высокие.

**171.** Генри Кавендиш (1731–1810).

**172.** Это сила светового давления, которую изучал П.Н. Лебедев.

**173.** Пока температура воздуха больше температуры воды, вода нагревается. Температура воды максимальна в тот момент, когда температура воздуха опускается до  $25^\circ\text{C}$ . Удобно отсчитывать время от момента, когда температура максимальна:  $t' = t - 15$  (ч), тогда фаза  $\varphi$  будет равна нулю. Получаем уравнение

$$20 + 10 \cos\left(\frac{2\pi t'}{24}\right) = 25,$$

откуда находим

$$t' = 4 \text{ ч}, \text{ т.е. } t = 19 \text{ ч.}$$

Итак, максимальная температура воды достигается в 19.00 часов.

**174.** Жесткость пружины должна быть пропорциональна модулю упругости материала пружины и обратно пропорциональна ее длине:

$$k = A(D, d) \frac{E}{l},$$

причем коэффициент пропорциональности  $A$  зависит от диаметра витков  $D$  и диаметра проволоки  $d$ . Поскольку размерность жесткости  $[k] = \text{Н/м}$ , а размерность модуля упругости  $[E] = \text{Н/м}^2$ , то коэффициент пропорциональности должен иметь размерность  $[A] = \text{м}^2$ . Следовательно, при изменении  $D$  и  $d$  в одно и то же число раз  $\alpha$  коэффициент  $A$  изменится в  $\alpha^2$  раз. В данном примере  $D$  и  $d$  второй проволоки в 3 раза больше, а длина  $l$  больше в 7 раз. Получаем

$$k_2 = \frac{3^2}{7} k_1 = 18 \text{ Н/м.}$$

**175.** Пусть в момент отрыва груз массой  $m_1$  находится на высоте  $h = R \cos \alpha$ , а полусфера массой  $m_2$  движется со скоростью  $v_2$  (рис. 73).

Запишем законы сохранения энергии и импульса в инерциальной системе отсчета, движущейся со скоростью  $v_2$ . В этой системе груз и полусфера вначале имеют одну и ту же скорость, равную  $v_2$ , в момент отрыва полусфера покоится, а груз движется со скоростью, равной  $v_1$  и направленной по касательной к по-

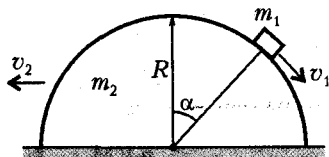


Рис. 73

верхности полусферы. Получаем

$$\frac{(m_1 + m_2)v_2^2}{2} + m_1 g R = \frac{m_1 v_1^2}{2} + m_1 g R \cos \alpha ,$$

$$(m_1 + m_2)v_2 = m_1 v_1 \cos \alpha .$$

Запишем теперь второй закон Ньютона для груза в момент отрыва в системе отсчета, связанной с полусферой, где груз движется по окружности. Поскольку полусфера движется с ускорением, то эта система отсчета неинерциальная. Однако в момент отрыва сила давления груза на полусферу обращается в ноль, ускорение полусферы и сила инерции, действующая на груз, также исчезают, и закон Ньютона принимает вид

$$m_1 g \cos \alpha = \frac{m_1 v_1^2}{R} .$$

Из этого уравнения и законов сохранения энергии и импульса получаем уравнение

$$\cos^3 \alpha - 3 \left( \frac{m_1 + m_2}{m_1} \right) \cos \alpha + 2 \left( \frac{m_1 + m_2}{m_1} \right) = 0 ,$$

или, поскольку в данной задаче  $m_1 = m_2$ ,

$$\cos^3 \alpha - 6 \cos \alpha + 4 = 0 .$$

Одним из корней этого кубического уравнения является число 2. Разделив на  $(\cos \alpha - 2)$ , приходим к квадратному уравнению

$$\cos^2 \alpha + 2 \cos \alpha - 2 = 0 ,$$

из которого находим

$$\cos \alpha = \sqrt{3} - 1 , \text{ откуда } h = (\sqrt{3} - 1) R .$$

**176.** Число молекул данного типа, вылетающих за секунду через отверстие, пропорционально их концентрации и средней скорости теплового движения:

$$\Delta N \sim n v .$$

Поскольку массы газов равны, отношение концентраций обратно отношению молярных масс газов:

$$\frac{n_1 V M_1}{N_A} = \frac{n_2 V M_2}{N_A} , \text{ откуда } \frac{n_1}{n_2} = \frac{M_2}{M_1} ,$$

и отношение средних скоростей молекул обратно отношению корней из молярных масс:

$$\frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}}.$$

Таким образом, отношение числа молекул водорода в пучке к числу молекул кислорода равно

$$\frac{\Delta N_1}{\Delta N_2} = \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^{3/2} = 64.$$

**177.** Обозначим искомый потенциал  $\varphi$ . Докажем, что этот потенциал равен потенциалу центра полусферы, т.е. что

$$\varphi = k \frac{q}{R}.$$

Для этого приставим к полусфере другую точно такую же заряженную полусферу так, чтобы вместе они образовали целую сферу. Потенциал, создаваемый второй полусферой в рассматриваемой точке, из соображений симметрии также равен  $\varphi$ . Однако потенциал целой сферы в этой точке равен потенциалу центра сферы. Получаем

$$2\varphi = k \frac{2q}{R}, \text{ или } \varphi = k \frac{q}{R},$$

что и доказывает наше утверждение.

**178.** Времена сеансов прямой видимости в первом и втором случаях (рис. 74) составляют, соответственно,

$$t_1 = \frac{2(\varphi_1 + \varphi_2)}{|\omega_1 - \omega_2|} \text{ и } t_2 = \frac{2(\varphi_1 + \varphi_2)}{\omega_1 + \omega_2},$$

где  $\omega_1, \omega_2$  — угловые скорости спутников. Угол  $\varphi_1$  равен

$$\varphi_1 = \arctg \frac{\sqrt{2Rh_1 + h_1^2}}{R} \approx \sqrt{\frac{2h_1}{R}}$$

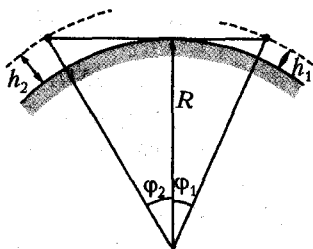


Рис. 74

(приведены как точная формула, так и приближенная с учетом того, что  $h_1 = 50 \text{ км} \ll R = 6400 \text{ км}$ ). Угловую скорость найдем из второго закона Ньютона

$$G \frac{mM}{(R + h_1)^2} = m\omega_1^2 (R + h_1),$$

откуда, с учетом равенства  $g = GM/R^2$ , получим

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{gR^2}{(R+h_1)^3}} = \sqrt{\frac{g}{R}} \left(1 + \frac{h_1}{R}\right)^{3/2} \approx \sqrt{\frac{g}{R}} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{h_1}{R}\right).$$

Аналогичное выражение легко получается и для  $\omega_2$ . Подставляя  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в формулы для времен сеансов, найдем

$$t_1 \approx \frac{4}{3} \frac{R}{h_2 - h_1} \left( \sqrt{\frac{2h_1}{g}} + \sqrt{\frac{2h_2}{g}} \right) \approx 11,4 \text{ ч},$$

$$t_2 \approx \sqrt{\frac{2h_1}{g}} + \sqrt{\frac{2h_2}{g}} \approx 4 \text{ мин.}$$

**179.** Запишем для движения Земли второй закон Ньютона:

$$G \frac{mM}{R^2} = m \frac{v^2}{R}$$

и закон сохранения момента импульса (второй закон Кеплера):

$$mvR = \text{const.}$$

Исключая скорость, получим

$$MR = \text{const.}$$

Поскольку относительные изменения массы и радиуса орбиты малы, то

$$(M - \Delta M)(R + \Delta R) = MR, \text{ и } \Delta R = R \frac{\Delta M}{M}.$$

В первом случае  $\Delta M/M \approx 1,4 \cdot 10^{17} / (2 \cdot 10^{30}) \approx 0,7 \cdot 10^{-13}$ , во втором случае  $\Delta M/M \approx 0,7 \cdot 10^{-4}$ . Тогда за один год радиус орбиты увеличится примерно на 1 см, а за миллиард лет — на  $10^4$  км.

**180.** Во втором случае прилив начинается позже — когда уровень воды поднимается до нового места жительства рыбака. Отлив начинается всюду одновременно.

**181.** Правый груз ударится раньше.

**182.** Во втором.

**183.** За 2 часа объехать астероид невозможно, так как для этого надо передвигаться со скоростью, большей первой космической скорости.

**184.**  $\beta = \arctg 0,75$ .

**185.** Сила Архимеда компенсирует вес воздуха в мешке.

**186.** Ускорение поршня равно нулю, ускорение сосуда составляет  $3g$ .

$$187. \frac{\Delta m}{m} \sim \frac{\rho_v - \rho_l}{\rho_v} \frac{gh}{\lambda} \approx 0,0015.$$

$$188. \tau = \frac{cm\Delta t}{P} = 84 \text{ с}.$$

**189.** 24 В. Указание: из соображений размерности потенциал в вершине кубика пропорционален  $q/a$ , центр кубика находится в вершинах восьми кубиков вдвое меньшего размера.

**190.** 1) Венера светит отраженным светом, который исходит только от освещенной поверхности. 2) Галилей обнаружил фазы Венеры.

**191.** 1) В 2003 году Нобелевскую премию по физике «За пионерский вклад в теорию сверхпроводников и сверхтекучих жидкостей» получили А.А.Абрикосов, В.Л.Гинзбург и Э.Леггет.

2) Ранее за изучение этих явлений Нобелевские премии получили: Г.Камерлинг-Оннес (1913 г.) «За исследование свойств тел при низких температурах и получение жидкого гелия»; Л.Д.Ландау (1962 г.) «За пионерские исследования по теории конденсированных сред, особенно жидкого гелия»; Дж.Бардин, Л.Купер и Дж.Шриффер (1972 г.) «За разработку теории сверхпроводимости»; П.Л.Капица (1978 г.) «За открытия в области физики низких температур»; Д.Ли и Д.Ошерофф (1996 г.) «За открытие сверхтекучести в гелии-3».

**192.** 1) В необходимости измерять температуру на расстоянии. 2) Законы теплового излучения, Й.Стефан и В.Вин. 3) Квантовые представления. 4) М.Планк, 1900 год.

**193.** 1) «Генрих Герц». 2) 1901 год. 3) За счет отражений от ионосферы. 4) 0,25 с.

**194.** 1) Кварки. 2) Джеймс Джойс, «Поминки по Финнегану», Мистер Марк слышит во сне слова: «Три кварка для мистера Марка». 3)  $uud$ ,  $udd$ . 4) Шесть. 5) Кварки не наблюдаются в свободном состоянии.

**195.** Ускорение мотоциклиста определяется силой трения. Чтобы набирать скорость максимально быстро, он должен в каждый момент времени иметь максимально возможное тангенциальное ускорение. Для этого полное ускорение также должно быть максимально большим, т.е. равным  $a = F_{тр}/m = \mu g$ , где  $\mu$  — коэффициент трения. Обозначив через  $\alpha$  угол между векто-

ром ускорения и вектором скорости, выразим тангенциальное и нормальное ускорения:

$$a_{\tau} = v'(t) = a \cos \alpha, \quad a_n = \frac{v^2}{R} = a \sin \alpha.$$

Продифференцируем второе уравнение по времени:

$$\frac{2vv'}{R} = a \cos \alpha \cdot \alpha'.$$

Учитывая, что  $v' = a \cos \alpha$ , а  $v/R = \omega = \varphi'$ , где  $\varphi$  — угол поворота радиуса-вектора мотоциклиста, получим  $\varphi' = \alpha'/2$ . Значит, в каждый момент времени  $\varphi = \alpha/2$ . В момент достижения максимальной скорости  $\alpha = \pi/2$ . Следовательно, в этот момент  $\varphi = \pi/4$ , т.е. мотоциклист прошел восьмую часть окружности.

**196.** При установившемся падении сила сопротивления воздуха равна силе тяжести:

$$F_c = mg.$$

Поскольку  $m = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3$ , а  $F_c = kSv^2 = k\pi R^2 v^2$ , где  $k$  — коэффициент пропорциональности, получаем

$$v_1^2 = \frac{4}{3} \frac{\rho}{k} R_1, \quad v_2^2 = \frac{4}{3} \frac{\rho}{k} R_2.$$

Для шариков, связанных нитью, запишем

$$\rho \cdot \frac{4}{3} \pi R_1^3 g + \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R_2^3 g = k\pi R_1^2 v^2 + k\pi R_2^2 v^2,$$

или

$$v^2 (R_1^2 + R_2^2) = \frac{4}{3} \frac{\rho}{k} (R_1^3 + R_2^3).$$

Подставив сюда  $R_1$  и  $R_2$ , получим

$$v = \sqrt{\frac{v_1^6 + v_2^6}{v_1^4 + v_2^4}} = 143 \text{ м/с}.$$

**197.** В проекциях на координатные оси уравнение движения частицы имеет вид

$$ma_x = -kx, \quad ma_y = -ky,$$

т.е. движение по каждой оси происходит по закону гармонич-

ческих колебаний с частотой  $\omega_1 = \sqrt{k/m}$ , амплитудой  $R_0$  и максимальной скоростью  $v_0 = \omega_1 R_0$ , равной линейной скорости движения частицы по окружности. Выберем оси координат так, чтобы в тот момент, когда  $k$  скачком уменьшается в два раза, частица находилась на оси  $y$ , тогда  $x = 0$  и  $y = R_0$ . После этого движение в проекциях на оси будет происходить по закону гармонических колебаний с частотой  $\omega_2 = \omega_1/\sqrt{2}$ , причем вдоль оси  $y$  амплитуда колебаний останется равной  $R_0$ , а вдоль оси  $x$  амплитуда станет равной  $A_x = v_0/\omega_2 = \sqrt{2} v_0/\omega_1 = \sqrt{2} R_0$ .

Итак, движение частицы будет происходить по эллипсу с минимальным и максимальным удалениями от центра  $R_0$  и  $\sqrt{2} R_0$  соответственно.

**198.** Будем считать, что тепло, выделяющее при кристаллизации на границе воды и льда, уходит через лед наружу за счет разности температур  $\Delta T$  между нижней и верхней кромками льда (т.е. пренебрежем потоком тепла от воды). Тогда запишем

$$\lambda \rho_{\text{л}} dh = \gamma \frac{\Delta T}{h} dt,$$

где  $\lambda$  — удельная теплота плавления льда,  $\gamma$  — теплопроводность льда,  $h$  — толщина слоя льда. Отсюда находим

$$h^2 = \frac{2\gamma\Delta T}{\lambda\rho_{\text{л}}} t + C.$$

Поскольку в начальный момент толщина льда была равна нулю, получаем, что  $C = 0$ , т.е.  $h \sim \sqrt{t}$ . Через 10 часов толщина льда будет в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем через 5 часов, т.е. составит примерно 7 см.

**199.** Запишем условие равновесия поршня в начальном состоянии (до нагревания) и в конечном (после прихода в равновесие):

$$pS = mg.$$

Уравнения Клапейрона–Менделеева для этих состояний имеют вид

$$p(Sh_1) = \nu RT_1, \quad p(Sh_2) = \nu RT_3.$$

Из этих уравнений найдем соотношения

$$mgh_1 = \nu RT_1, \quad mgh_2 = \nu RT_3,$$



которые подставим в закон сохранения энергии

$$mgh_1 + \frac{3}{2} \nu RT_2 = mgh_2 + \frac{3}{2} \nu RT_3 ,$$

где  $T_2$  — температура сразу после нагревания, и получим

$$\nu RT_1 + \frac{3}{2} \nu RT_2 = \nu RT_3 + \frac{3}{2} \nu RT_3 .$$

Отсюда находим искомую температуру:

$$T_3 = \frac{2T_1 + 3T_2}{5} = 322 \text{ К} .$$

**200.** Если диск в данный момент имеет скорость  $v$ , то действующая на электрон сила Лоренца уравнивается силой со стороны электрического поля:

$$qvB = qE .$$

Это означает, что на противоположных поверхностях диска появляются заряды противоположных знаков, равные по величине

$$q = CU = \frac{\epsilon_0 S}{d} (Ed) = \epsilon_0 S v B .$$

Следовательно, от одной поверхности к другой протекает горизонтальный ток силой

$$I = q'(t) = \epsilon_0 S B v'(t) = \epsilon_0 S B a ,$$

на который действует направленная вверх сила Ампера

$$F_A = IBd = \epsilon_0 S d B^2 a .$$

Подставляя это выражение в уравнение движения (второй закон Ньютона)

$$mg - F_A = ma ,$$

получим ответ для ускорения:

$$a = \frac{mg}{m + \epsilon_0 S d B^2} .$$

**201.** Будем решать задачу в предположении небольшого отклонения формы планеты от сферической. Во вращающейся системе отсчета на любой элемент планеты кроме силы тяготе-

ния  $mg$  действует еще центробежная сила инерции, равная  $m\omega^2 r$  и направленная от оси вращения ( $r$  — расстояние до оси). Поскольку все точки поверхности должны иметь одинаковые гравитационные потенциалы, работа по переносу пробной массы  $m$  из центра планеты на поверхность должна быть одвой и той же для экватора и полюса. Отсюда получаем

$$\int_0^{R_0} m\omega^2 r dr - mg\Delta R = 0,$$

или

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{4\pi^2 R_0}{2gT^2} = 0,05.$$

**202.** Скорость тени равна скорости движения поверхности Земли за счет суточного вращения, т.е. примерно 1100 км/ч.

**203.** Масса тонущей бутылки равна 250 г + 350 г = 600 г, внешний объем бутылки 0,6 л, объем стекла 0,1 л. Отсюда находим плотность стекла: 2500 кг/м<sup>3</sup>.

**204.** Поскольку стержень невесомый, момент сил, действующих на него со стороны грузов, должен быть равен нулю. Следовательно, грузы не взаимодействуют со стержнем и движутся равномерно по прямой со скоростью  $v = \omega \cdot 0,8l$ . Пройдя расстояние  $s = \sqrt{l^2 - (0,8l)^2} = 0,6l$ , они достигнут концов стержня за время  $t = s/v = 0,75 \omega^{-1}$ .

**205.** Мощность теплоотдачи при 100 °С равна  $P$ . При увеличении напряжения в два раза мощность нагревателя возрастает до  $4P$ , причем  $P$  тратится на теплоотдачу, а  $3P$  — на испарение воды. Из уравнения

$$3Pt = r \frac{m}{2}$$

найдем  $t \approx 21$  мин.

**206.** Наведенный на шарике заряд  $Q$  находится из условия равенства нулю потенциала его центра:

$$k \frac{q}{r} + k \frac{Q}{R} = 0.$$

При поднесении второго заряда наведенный заряд увеличится в 3 раза. Если вначале на шарик действовала сила  $F$  притяжения к заряду  $q$ , то теперь на него действуют две взаимно перпендикулярные силы, равные  $3F$  со стороны первого заряда и  $12F$  со

стороны второго. Равнодействующая этих сил равна  $3\sqrt{17}F$ .  
Значит, сила увеличится в  $3\sqrt{17}$  раза.

**207.** Давление насыщенного пара равно атмосферному, поэтому уровень воды в трубке сравняется с уровнем воды в сосуде.

**208.** Глубина погружения увеличится.

**209.** Если брусок близок к перекатыванию, он опирается о плоскость только передним нижним ребром. Приравнивая моменты сил трения и нормальной реакции относительно центра бруска, получим

$$\mu N \cdot a \frac{\sqrt{3}}{2} = N \cdot \frac{a}{2},$$

откуда

$$\mu = \frac{\sqrt{3}}{3} = 0,58.$$

Перекатывания не будет при  $\mu < 0,58$ .

**210.** Площадь поверхности таблетки уменьшается гораздо медленнее, чем ее объем.

**210.** 1) 1609 год. 2) Галилео Галилей и Иоганн Кеплер. 3) Галилей – в Падуе, Кеплер – в Праге. 4) Труд – в шлифовании линз, доведении их поверхностей до сферических; издержки – в большой стоимости стекла для линз, которое должно быть особо однородным. 5) Галилей использовал плосковыпуклую и плосковогнутую линзы с примерно одинаковыми фокусными расстояниями, а Кеплер – две плосковыпуклые линзы, причем длиннофокусную для окуляра и короткофокусную для объектива. 6) Телескоп Кеплера – он давал большую яркость изображения. 7) Обнаружение спутников Юпитера и спутника Сатурна, открытие пятен на Солнце, гор на Луне, фаз Венеры.

**213.** 1) Уильям Гильберт. 2) Идея о передаче силового взаимодействия через пространство, а не только при непосредственном соприкосновении тел. 3) Роберт Гук. Открыл закон упругости; сконструировал круговой пружинный маятник для ручных часов; усовершенствовал воздушный насос; провел систематизированные исследования микроскопического мира, которые привели, в частности, к открытию клетки.

**214.** 1) Бенджамин Франклин; столларовая купюра. 2) Создал первую теорию электричества, исследовал атмосферное

электричество и изобрел громоотвод. 3) Участвовал в работе над Декларацией независимости и Конституцией США. 4) Лион Фейхтвангер; «Лисы в винограднике». 5) М.В.Ломоносов; Георг Рихман, который погиб при проведении опытов с «притягиванием» молнии к громоотводу.

**215.** Фрэнсис Астон. 2) Открытие большого числа изотопов химических элементов и изучение их свойств. 3) Точные измерения масс атомов позволили измерить дефект масс атомных ядер, знание которых было необходимо для практического использования ядерной энергии.

**216.** 1) Никола Тесла. 2) США. 3) Разработал ряд конструкций электродвигателей, электрогенераторов, высокочастотных трансформаторов; построил радиоантенну. 4) Тесла — единица магнитной индукции;  $1 \text{ Тл} = 1 \text{ кг}/(\text{А} \cdot \text{с}^2)$ .

**217.** Запишем законы сохранения энергии и импульса для бруска с грузом:

$$\frac{mv_0^2}{2} = mg \cdot 2l + \frac{mv_1^2}{2} + \frac{Mv_2^2}{2},$$

$$mv_0 = mv_1 + Mv_2,$$

где  $v_1$  и  $v_2$  — скорости груза и бруска в момент времени, когда груз находится в верхней точке. Если груз совершает полный оборот вокруг точки подвеса, то нить натянута во всех точках траектории. При минимальной начальной скорости натяжение в верхней точке обращается в ноль. Второй закон Ньютона в этой точке запишем в системе отсчета, связанной с бруском:

$$mg = \frac{m(v_1 - v_2)^2}{l},$$

так как именно в этой системе отсчета радиус кривизны траектории груза равен длине нити  $l$ . В системе отсчета, связанной с землей, точка подвеса нити перемещается вместе с бруском, и груз движется по сложной траектории. Отметим, что в рассматриваемый момент времени ускорение бруска равно нулю, т.е. связанная с ним система отсчета является инерциальной (сила инерции обращается в ноль). Выполнив преобразования (выразив  $v_1$  и  $v_2$  из второго и третьего уравнений и подставив их в первое), получим

$$v_0 = \sqrt{\left(5 + 4 \frac{m}{M}\right) gl}.$$

**Замечание.** Если вы знакомы с важным свойством системы центра масс двух материальных точек, утверждающим, что кинетическая энергия системы в этой системе отсчета выражается через относительную скорость точек по формуле

$$E_k = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \frac{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2}{2}$$

(это утверждение несложно проверить «в лоб»), то можно решать эту задачу в системе центра масс:

$$\frac{mM}{m+M} \frac{v_0^2}{2} = mg \cdot 2l + \frac{mM}{m+M} \frac{v_{\text{отн}}^2}{2}, \quad mg = m \frac{v_{\text{отн}}^2}{l}.$$

**218.** Так как все точки облака движутся к центру не опережая друг друга, то частица, находившаяся изначально на расстоянии  $r$  от центра, все время притягивается к массе  $M = 4\pi r^3/3$ . Найдем время падения частицы с расстояния  $r$  на центр (конечное расстояние до центра пренебрежимо мало по сравнению с начальным, так как здесь плотность облака возрастает на много порядков). Заменим движение по прямой движением по очень узкому эллипсу с большой осью  $r$ . В соответствии с третьим законом Кеплера, период движения по такому эллипсу равен периоду движения по окружности радиусом  $r/2$ , который найдем из второго закона Ньютона:

$$G \frac{mM}{(r/2)^2} = m \left( \frac{2\pi}{T} \right)^2 (r/2).$$

Выразив массу  $M$  через начальную плотность облака, найдем время падения на центр:

$$t = \frac{T}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3\pi}{8G\rho}} \approx 10^6 \text{ лет.}$$

Обращаем внимание на то, что ответ не зависит от начального положения рассматриваемой частицы в облаке.

**219.** В системе отсчета, связанной с серединой нити, на каждый из грузов действует сила инерции  $\vec{F} = -m\vec{a}$ , эквивалентная силе тяжести с ускорением свободного падения  $\vec{g}' = -\vec{a}$ . Записав для движения в этом поле закон сохранения энергии:

$$2ma \frac{l}{2} = Q,$$

найдем выделившееся количество теплоты:

$$Q = mal.$$

**Замечание.** Утверждение о силе инерции следует из закона сложения ускорений:

$$\vec{T} = m(\vec{a} + \vec{a}_{\text{отн}}), \text{ откуда } \vec{T} + (-m\vec{a}) = m\vec{a}_{\text{отн}}.$$

**220.** Насыщенный пар находится в состоянии динамического равновесия с жидкостью, т.е. число «прилипших» молекул равно числу испарившихся. Разумно предположить, что процесс испарения не зависит от наличия пара над поверхностью, а определяется только температурой жидкости. Тогда масса жидкости, испарившейся за время  $t$  с поверхности жидкости площадью  $S$ , а значит, и масса «прилипших» молекул, равна

$$m_{\text{прил}} = m_{\text{исп}} = \rho_v S \frac{\Delta h}{\Delta t} t,$$

где  $\Delta h / \Delta t$  — скорость понижения уровня в условиях низкой влажности. Для оценки массы молекул насыщенного пара, упавших за это же время на поверхность, предположим, что  $1/6$  часть молекул летит в сторону жидкости и что все молекулы имеют одну и ту же среднюю скорость  $v$ . За время  $t$  поверхности достигнет  $1/6$  массы пара, находящегося в цилиндре объемом  $Svt$ :

$$m_{\text{пад}} = \frac{1}{6} \rho_{\pi} S v t.$$

Для оценки средней скорости возьмем значение средней квадратичной скорости:  $v = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$ , а плотность пара выразим через давление:  $\rho_{\pi} = \frac{pM}{RT}$ . Подставляя численные значения, получим

$$\frac{m_{\text{прил}}}{m_{\text{пад}}} = \frac{6\rho_v}{\rho_{\pi} v} \frac{\Delta h}{\Delta t} = 6 \frac{\rho_v}{p} \frac{\Delta h}{\Delta t} \sqrt{\frac{RT}{3M}} \approx 0,02.$$

**221.** Теплоемкость газа тем выше, чем ближе процесс к изотермическому. Поскольку молярная теплоемкость в данном процессе во много раз (почти на три порядка) больше  $R$ , сделаем оценку полученного количества теплоты, считая  $T = \text{const}$ . Получим

$$Q = A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dV = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \approx 4000 \text{ Дж}.$$

Изменение температуры равно

$$\Delta T = \frac{Q}{C} \approx 0,8 \text{ К}.$$

При таком  $\Delta T$  изменение внутренней энергии, которым мы пренебрегли при расчете тепла, составляет 10–20 Дж (в зависимости от типа газа), т.е. вносит поправку всего лишь в доли процента.

**222.** Запишем условие равновесия шариков после нанесения на них зарядов:

$$k(3l - l) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{(3l)^2}.$$

При изменении расстояния между шариками на малую величину  $x$  (от  $3l$  до  $3l + x$ ) сила взаимодействия изменится на

$$\begin{aligned} \Delta F &= \Delta F_{\text{упр}} + \Delta F_{\text{эл}} = -kx + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q^2}{(3l+x)^2} - \frac{q^2}{(3l)^2} \right) \approx \\ &\approx -kx - \frac{q^2 \cdot 6lx}{4\pi\epsilon_0 (3l)^4} = -kx - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{(3l)^2} \frac{2}{3} \frac{x}{l} = -kx - \frac{4}{3} kx = -\frac{7}{3} kx \end{aligned}$$

(при упрощении использована первая формула). Возникающая при малом смещении из положения равновесия возвращающая сила эквивалентна действию пружины с жесткостью  $\frac{7}{3}k$ . Следовательно, частота колебаний возрастет в  $\sqrt{\frac{7}{3}}$  раз.

**223.** Проволочка предохранителя перегорает при достижении температуры плавления. Предположим, что нагревание происходит достаточно медленно, т.е. в каждый момент времени мощность выделенного током тепла равна мощности отдачи тепла в окружающую среду, которая пропорциональна разности температур и площади поверхности:

$$\frac{U^2}{R} = \alpha(T_{\text{пл}} - T)S, \text{ или } U = \sqrt{\rho \frac{l}{\pi d^2/4} \alpha(T_{\text{пл}} - T) \pi l d}.$$

Отсюда получаем

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{l_2}{l_1} \sqrt{\frac{d_1}{d_2}} = \frac{3}{\sqrt{2}} = 2,12, \text{ и } U_2 = 636 \text{ В}.$$

**224.** Надо определить, на какой максимальной высоте  $h$  (отсчитывая от основания) надо приложить к бруску горизон-

тальную силу, перпендикулярную боковой грани, чтобы брусок скользил, а не опрокидывался. Тогда  $\mu = a/(2h)$ , где  $a$  — длина ребра, параллельного приложенной силе.

**225.** Описанное положение неустойчиво по отношению к повороту. Конькобежца развернет, и он поедет пятками вперед.

**226.** Уровень воды будет выше в лодке (с учетом толщины бортов площадь внешнего сечения больше, чем внутреннего).

**227.** Скорость нарастания объема жемчужины постоянна:

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = 4\pi R^2 \frac{\Delta R}{\Delta t} = \text{const.}$$

Объем должен увеличиться в 8 раз, что произойдет еще через 7 месяцев.

**228.** При увеличении температуры стенок давление возрастет, так как средняя скорость молекул после удара о стенку станет больше, переданный им импульс увеличится.

**229.** Давление пара при  $100^\circ\text{C}$  равно 1 атм, и полное давление внутри трубки будет больше внешнего на величину давления воздуха в трубке. Уровень воды в трубке всегда будет ниже уровня воды в сосуде.

**230.** Надо тяжелым предметом резко ударить по внутренней поверхности кольца в горизонтальном направлении. При ударе кольцо будет деформироваться так, что его вертикальный размер уменьшится, и оно вылетит, не успев сообщить цилиндру горизонтальный импульс.

**231.** Можно. Первый шаг: взять часть холодной воды, например половину, и привести ее в тепловой контакт с горячей водой (без перемешивания). Второй шаг: привести горячую воду в тепловой контакт со второй половиной холодной воды. Третий шаг: смешать две половины холодной воды.

**232.** Период не изменится, поскольку кулоновская сила направлена вдоль нити и не дает вклада в возвращающую силу.

**233.** Поскольку предельный угол полного внутреннего отражения меньше  $45^\circ$ , вошедшие через верхнюю грань лучи не выйдут через боковую поверхность, и паук не увидит муху.

**234.** 1) Эфир. 2) Сиять, сияние. 3) Аристотель, IV век до н.э. 4) «Пятая сущность»; поскольку Аристотель добавил ее к четырем ранее принятым элементам мира: огонь, вода, воздух, земля. 5) Альберт Эйнштейн; 1905 год (специальная теория относительности отменила эфир за ненужностью).

**235.** 1) III век до н.э. 2) Эратосфен. 3) Арабская Республика Египет. 4) Высота отвесного шеста, врытого в землю, величина тени от шеста, время измерений в Александрии и Асуане;



линейка и часы. 5) Базовое расстояние от Александрии до Асуана.

236. 1) Альберт Эйнштейн. 2) Точные угловые координаты положения звезд около солнечного диска, закрытого Луной. 3) Измерения подтвердили величину отклонения лучей света полем тяготения Солнца, предсказываемую общей теорией относительности. 4) Аномальная прецессия орбиты Меркурия (большая величина прецессии по сравнению с предсказываемой ньютоновской теорией тяготения) и красное смещение спектров, испущенных массивными небесными объектами, добавочное к доплеровскому смещению. 5) Общая теория относительности имеет научно-познавательное значение, а также используется для точности расчетов движения спутников и ракет в околоземном пространстве.
237. 1) Энрико Ферми, 1934 год, Нобелевская премия по физике 1938 года. 2) Отто Ган и Фриц Штрассман, 1938 год, Отто Ган — Нобелевская премия по химии 1944 года. 3) США, Чикаго, 1942 год. 4) СССР, Обнинск, 1954 год. 5) Франция.
238. 1) Нильс Бор. 2) Копенгаген (Дания), Мальме и Стокгольм (Швеция), Северная Шотландия, Лондон (Англия), Нью-Йорк и Лос-Аламос (США). 3) Октябрь-декабрь 1943 года. 4) Бегство из Дании, захваченной Гитлером, и необходимость помочь созданию ядерного оружия в США. 5) Квантовая теория атома водорода (1913 г.); теория электронных оболочек и первое приближенное обоснование периодической системы элементов (1923 г.); принцип дополнительности (1927 г.); первая теория атомного ядра (1936 г.); первая теория деления ядер (1939 г.).