



Условия задач, авторские решения и ответы

1. Wideröe linac (7 баллов)

В. Коротков

Один из первых ускорителей заряженных частиц — линейный ускоритель Видероэ на дрейфовых трубках — состоит из последовательности полых проводящих трубок, разделённых узкими зазорами. Электрическое поле может существовать только в зазорах. Внутри трубок поле отсутствует, и ускоряемая частица движется по инерции

Поле в зазорах меняется периодически: в течение времени τ оно направлено вдоль движения частицы (режим ускорения), а в течение следующего интервала времени τ — противоположно этому направлению (режим торможения). В момент $t = 0$ покоящаяся частица массы m начинает движение в первом зазоре. Известно, что в этом зазоре её скорость равномерно увеличивается в течение всего первого интервала τ , так что к моменту входа в первую трубку частица приобретает кинетическую энергию E . Все последующие зазоры считаются настолько узкими, что частица пролетает их практически мгновенно; при этом в каждом из них её кинетическая энергия также увеличивается на величину E .

Для эффективной работы ускорителя необходимо, чтобы каждый следующий зазор частица проходила точно в момент начала режима ускорения.

- Найдите расстояние x_0 , которое частица проходит в первом зазоре до входа в первую трубку.
- Каким должно быть отношение длин трубок $L_1 : L_2 : \dots : L_n$, если требуется, чтобы при заданном числе этапов ускорения общая длина установки была минимальной?

Решение. Кинетическая энергия частицы массы m определяется по формуле

$$E = \frac{mv^2}{2}.$$

Поскольку разгон в первом зазоре происходит равномерно, график зависимости скорости частицы от времени имеет вид прямой линии, проходящей через начало координат. Искомое расстояние равно площади под графиком скорости:

$$x_0 = \frac{v_1 \cdot \tau}{2}, \quad (1)$$

где v_1 — скорость частицы на входе в первую трубку.

Эта скорость находится из определения кинетической энергии.

После подстановки v_1 в (1) получаем искомое расстояние:

$$x_0 = \tau \sqrt{\frac{E}{2m}}.$$

Для того чтобы частица попадала в ускоряющие зазоры точно в момент начала режима разгона, необходимо, чтобы она провела первой трубке время, равное нечётному числу интервалов τ , а в каждой следующей трубке время, соответствующее чётному числу интервалов τ . При этом минимальной длине установки соответствует случай, когда частица первую трубку проходит за время τ , а каждую следующую за время 2τ . В этом случае длины всех трубок кроме первой относятся как скорости, с которыми частица в них влетает: $L_n = v_n \cdot 2\tau$ для $n > 1$, а первая трубка короче: $L_1 = v_1 \cdot \tau$.

Поскольку в каждом зазоре кинетическая энергия частицы увеличивается на одну и ту же величину E , скорость на входе в n -ю трубку равна

$$v_n = \sqrt{\frac{2nE}{m}}.$$

Отсюда следует, что отношение длин трубок должно быть равно отношению корней последовательных натуральных чисел (для $n \geq 2$), при этом первая трубка из ряда «выпадает»:

$$L_1 : L_2 : L_3 : \dots : L_n = 1 : 2\sqrt{2} : 2\sqrt{3} : \dots : 2\sqrt{n}.$$

Ответ: $x_0 = \tau \sqrt{\frac{E}{2m}}$; $L_1 : L_2 : L_3 : \dots : L_n = 1 : 2\sqrt{2} : 2\sqrt{3} : \dots : 2\sqrt{n}$.

2. Цилиндры (14 баллов)

П. Крюков

Есть два цилиндрических геометрически подобных сосуда, изготовленных из одного и того же материала, плотность которого больше плотности воды. Сосуды тонкостенные, но с массивным дном. Их линейные размеры относятся как 2 : 1. Большой сосуд стоит на горизонтальном столе и заполнен водой; в нём плавает (естественно, не касаясь дна) меньший сосуд, также заполненный водой. Известно, что объём воды в каждом сосуде составляет одну и ту же долю его внутреннего объёма. Толщина дна каждого сосуда равна $\frac{1}{k}$ его высоты, где $k > 1$. Плотность воды равна 1000 кг/м^3 .

- Пусть $k = 4$. Определите диапазон возможных значений плотности ρ материала сосудов.
- При каких значениях k не существует ответа на вопрос предыдущего пункта?
- Предположим, что число сосудов увеличилось до N . N -й сосуд стоит на столе и заполнен водой; в нём плавает $(N - 1)$ -й сосуд, в нём — $(N - 2)$ -й и так далее. Линейные размеры сосудов относятся как $N : (N - 1) : (N - 2) : \dots : 2 : 1$. Объём воды в каждом сосуде составляет одну и ту же долю его внутреннего объёма.

Утверждается, что при заданном значении k ($k > 2$) и некотором значении ρ ($\rho > \rho_0$) такая система сосудов может существовать в равновесии (возможно, неустойчивом) для любого $N \geq 3$.

Верно ли это утверждение?

Примечание. При решении может оказаться полезной формула для суммы кубов натуральных чисел

$$1 + 8 + 27 + \dots + n^3 = \sum_{a=1}^n a^3 = \frac{n^2(n+1)^2}{4}.$$

Решение. Пусть доля внутреннего объёма, занятого водой в сосудах, равна α . Тогда из равенства сил тяжести и Архимеда, действующих на меньший сосуд, следует соотношение

$$\rho_0 V'_1 = \rho \cdot \frac{V_1}{k} + \rho_0 \cdot \alpha V_1 \cdot \frac{k-1}{k},$$

где V'_1 — объём погруженной части меньшего сосуда, V_1 — его полный внешний объём. Обозначим через $x = \frac{\rho}{\rho_0}$ отношение плотностей. Тогда предыдущая формула примет вид:

$$\frac{V'_1}{V_1} = \frac{x}{k} + \alpha \cdot \frac{k-1}{k}. \quad (2)$$

Условие того, что сосуд не тонет ($V'_1 \leq V_1$), даёт неравенство

$$\frac{x}{k} + \alpha \cdot \frac{k-1}{k} \leq 1.$$

После преобразований имеем:

$$x \leq k - \alpha(k-1). \quad (3)$$

Казалось бы, неравенства (3) достаточно для ответа на первый вопрос. Впрочем, при ближайшем рассмотрении становится ясно, что это не так. Действительно, сосуд может иметь низкую плотность, так что условие (3) будет выполнено, однако он не сможет плавать в том случае, если воды в большем сосуде будет мало. Он просто не сможет погрузиться на необходимую для плавания глубину. Поэтому в дополнение к (3) нужно записать в виде неравенства условие некасания дна большего сосуда меньшим.

Объём воды в большем сосуде равен

$$V_{в2} = 8\alpha V_1 \frac{k-1}{k},$$

поскольку линейные размеры большего сосуда в 2 раза больше размеров меньшего. Заметим также, что площадь дна большего сосуда в 4 раза больше площади дна меньшего. Граница раздела между водой и воздухом находится на расстоянии

$$h_2 = \frac{V_{в2} + V'_1}{S_2} = \frac{V_1}{S_1} \left(\frac{k-1}{k} \cdot \frac{9\alpha}{4} + \frac{x}{4k} \right)$$

от дна большего сосуда. С другой стороны, меньший сосуд погружен в больший на глубину

$$h'_1 = \frac{V'_1}{S_1} = \frac{V_1}{S_1} \left(\frac{x}{k} + \alpha \frac{k-1}{k} \right).$$

При выводе использовалась формула (2). Условие некасания дна, имеющее форму неравенства $h'_1 < h_2$, после подстановки в него выражений для h_2 и h'_1 и преобразований приводится к виду

$$x < \frac{5}{3}\alpha(k-1). \quad (4)$$

На плоскости (x, α) возможные значения x лежат в полосе $0 < \alpha < 1$, ниже прямой $x = k - \alpha(k-1)$ и ниже прямой $x = \frac{5}{3}\alpha(k-1)$. Эти прямые пересекаются в точке с координатами:

$$\alpha^* = \frac{3k}{8(k-1)}, \quad x^* = \frac{5k}{8}. \quad (5)$$

Максимальное значение плотности, при котором ещё возможны и плавание, и некасание дна, соответствует $x = x^*$. Отсюда следует неравенство для плотности, дающее ответ на первый вопрос задачи (напомним, что в этом пункте $k = 4$):

$$\rho_0 < \rho < \frac{5\rho_0}{2} \quad \text{или} \quad 1000 \text{ кг/м}^3 < \rho < 2500 \text{ кг/м}^3.$$

Знак строгого неравенства в ответе определяется условием некасания (4), а левая граница диапазона следует из условия задачи: плотность материала сосуда должна быть больше плотности воды.

Ответ на вопрос второго пункта следует из выражения для x^* из (5). Ответ не существует, если $x^* \leq 1$. Иначе говоря, максимальное значение плотности, удовлетворяющее условиям плавания и некасания, оказывается не больше плотности воды. В итоге имеем:

$$k \leq 1,6.$$

Это может показаться странным, но это действительно так. При небольших значениях k даже сосуд, изготовленный из материала, плотность которого лишь немного превышает плотность воды, не сможет одновременно удовлетворить условиям плавания

и некапания ни при одном физически возможном значении α .

Для ответа на вопрос последнего пункта задачи сменим схему рассуждения. Обозначим через N число цилиндров, а через m_n — массу «матрешки», содержащей все цилиндры с номерами от 1 до n включительно с учётом налитой в них воды. Массы «матрешек» с номерами $n - 1$ и n связаны рекуррентным соотношением:

$$m_n = m_{n-1} + n^3 V_1 \left(\frac{\rho}{k} + \alpha \rho_0 \frac{k-1}{k} \right).$$

Тогда общая масса матрешки, содержащей цилиндры с номерами от 1 до $N - 1$ включительно, находится суммированием по всем цилиндрам. Используя формулу для суммы кубов из условия, получаем:

$$m_{N-1} = \frac{(N-1)^2 N^2}{4} \cdot \frac{\rho + \alpha \rho_0 (k-1)}{k} \cdot V_1. \quad (6)$$

При достаточно больших N величина m_{N-1} растёт пропорционально N^4 . На самом деле, для того чтобы это понять, необязательно было даже выводить формулу (6). Можно было рассуждать качественно: если разность $(m_n - m_{n-1})$ растёт пропорционально n^3 , то, как следует из формулы для суммы кубов, m_{N-1} увеличивается пропорционально N^4 (различие в номерах N и $N - 1$ при больших N роли не играет). Таким образом, сила тяжести, действующая на матрешку с номером $N - 1$, растёт пропорционально N^4 .

С другой стороны, объём $(N - 1)$ -го сосуда равен

$$V_{N-1} = (N - 1)^3 \cdot V_1,$$

иначе говоря, объём увеличивается пропорционально N^3 . Это означает, что и максимально возможное значение силы Архимеда, действующей на $(N - 1)$ -ю матрешку, увеличивается пропорционально N^3 .

Таким образом, сила тяжести матрешки с ростом N увеличивается быстрее, чем максимально возможная сила Архимеда: $F_T \propto N^4$ против $F_A \propto N^3$ (знак « \propto » означает пропорциональность). Отсюда следует, что при любых k, ρ, α для достаточно больших N условие плавания не будет выполняться. Сила тяжести станет больше максимально возможной силы Архимеда. Резюмируя вышесказанное: утверждение, сделанное в условии, неверно! Матрешка с большим номером просто утонет, какими бы ни были ρ, α, k . Даже если ρ лишь незначительно больше ρ_0 , всё равно найдётся такой номер N_{\min} , начиная с которого сила тяжести будет больше максимально возможной силы Архимеда.

Ответ: $1000 \text{ кг/м}^3 < \rho < 2500 \text{ кг/м}^3$; $k \leq 1,6$; утверждение ложно.

3. Кризис кипения (9 баллов)

П. Крюков

В обычном (пузырьковом) режиме кипения тепло отводится от поверхности нагревателя за счёт парообразования и интенсивного перемешивания жидкости, возникающего при росте и отрыве пузырьков. Однако при достаточно большой мощности нагревателя режим кипения меняется: образование пара становится столь интенсивным, что пузырьки сливаются друг с другом, формируя на поверхности нагревателя сплошную паровую плёнку. Такая смена режима кипения называется кризисом кипения.

Поскольку коэффициент теплоотдачи через паровой слой на два порядка меньше, чем при пузырьковом кипении, стационарный режим теплопередачи нарушается: при неизменной мощности нагрева температура нагревательного элемента начинает неконтролируемо расти. Это приводит к его разрушению — так называемому «пережогу стенки».

Согласно гидродинамической теории С. С. Кутателадзе, критическое состояние наступает, когда интенсивный поток образующегося пара начинает препятствовать доступу жидкости к поверхности нагревателя. Проще говоря, этот поток действует на воду подобно сильному встречному ветру.

Динамическое давление такого «пара-ветра» определяется формулой:

$$P = \frac{\rho u^2}{2},$$

где u — скорость пара, образующегося у поверхности нагревателя, а ρ — его плотность.

Кризис кипения наступает, когда динамическое давление пара достигает некоторого значения $P_{\text{крит}}$, при котором оно сравнивается с давлением, обусловленным силами поверхностного натяжения и тяжести, стремящимися «протолкнуть» воду обратно к поверхности нагревателя сквозь поток пара. Величину критического динамического давления для воды можно считать равной $P_{\text{крит}} \approx 20 \text{ Па}$.

Рассмотрим сосуд с плоским нагревательным элементом площадью 80 см^2 (похожий на электрочайник). Вода в сосуде нагрета до температуры, близкой к $100 \text{ }^\circ\text{C}$; плотность пара при этой температуре и нормальном атмосферном давлении $\rho = 0,6 \text{ кг/м}^3$. Удельная теплота парообразования $L = 2,26 \text{ МДж/кг}$.

- При какой мощности W_0 , подводимой к нагревателю, наступает кризис кипения?
- Пусть к нагревателю подводится мощность $1,1 W_0$. До какой температуры теоретически (!) может разогреться нагреватель, если коэффициент теплоотдачи от стенки к воде через паровой слой равен

$\alpha = 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$? Мощность теплопередачи определяется формулой

$$W = \alpha \cdot S \cdot \Delta T,$$

где S — площадь нагревателя, а ΔT — так называемый «перегрев стенки», то есть разность температур нагревательного элемента и воды в сосуде.

- Теперь к нагревателю подводится мощность W , значительно меньшая W_0 . За какое время выкипит электрический чайник с таким нагревателем и сложным терморегулятором, содержащий 1 кг воды при температуре кипения, если перегрев стенки составляет 5°С ? Коэффициент теплопередачи для воды при развитом пузырьковом кипении равен $\alpha = 5 \cdot 10^4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$.

Решение. Масса пара, образующаяся за небольшое время Δt , равна $\Delta m = \frac{W\Delta t}{L}$. Этот пар имеет плотность ρ . Считая, что пар движется со скоростью u , приравняем объёмы пара, найденные двумя способами (из соотношений для массы и для объёма):

$$S \cdot u\Delta t = \frac{W\Delta t}{\rho L}.$$

Отсюда следует формула для скорости пара:

$$u = \frac{W}{\rho SL}.$$

Приравняв динамическое давление пара критическому ($P_{\text{крит}} = \rho u^2/2$), после несложных преобразований получим искомую мощность:

$$W_0 = SL\sqrt{2\rho P_{\text{крит}}} \approx 89 \text{ кВт}.$$

Да, эта мощность кажется просто огромной, но ведь в обычном электрочайнике (на который похож наш сосуд) «пережога стенки» не случается. Всё потому, что мощность реального нагревательного элемента рассчитывают с очень большим запасом по отношению к критической мощности.

Теперь можно найти «перегрев стенки». Приравняв мощность теплоотдачи мощности нагревателя, тогда после преобразований получим:

$$\Delta T = \frac{1,1 \cdot W_0}{\alpha S} = \frac{1,1 \cdot L \sqrt{2\rho P_{\text{крит}}}}{\alpha} \approx 61\,000^\circ\text{С}.$$

Конечно, при такой температуре расплавится и даже выкипит любой металл, но ведь в задаче сказано — «теоретически»!

В режиме пузырькового кипения перегрев сам определяет мощность нагревателя. Действительно, в этом случае мощность нагревателя равна мощности теплопередачи от нагревательного элемента воде:

$$W = \alpha_1 S \Delta T.$$

Мы обозначили коэффициент теплопередачи через α_1 , чтобы формально он отличался от коэффициента через паровой слой в предыдущем пункте.

Тогда заданная масса воды выкипит за время:

$$t = \frac{mL}{W} = \frac{mL}{\alpha_1 S \Delta T} = 1130 \text{ с} \approx 19 \text{ мин}.$$

Ответ: $W_0 = SL\sqrt{2\rho P_{\text{крит}}} \approx 89 \text{ кВт}; \Delta T = \frac{1,1L\sqrt{2\rho P_{\text{крит}}}}{\alpha} \approx 61\,000^\circ\text{С}; t = \frac{mL}{\alpha_1 S \Delta T} \approx 19 \text{ мин}.$

4. Нелинейная верёвка (10 баллов)

В. Киселевская, П. Крюков

В лаборатории исследуют свойства особой многожильной верёвки, сплетённой из волокон разных типов. Для описания свойств такой верёвки удобно использовать *дифференциальную жёсткость* k , которая определяется как отношение малого изменения силы упругости ΔF к вызванному им малому изменению удлинения Δx :

$$k = \frac{\Delta F}{\Delta x}.$$

В лаборатории имеется большое количество образцов — отрезков исследуемой верёвки одинаковой длины. Всякий раз эксперимент проводят с новым образцом.

В опытах первого типа образец закрепляют и плавно увеличивают его растяжение x , измеряя возникающую силу натяжения F . Полученные данные свидетельствуют, что при достижении пороговых значений удлинения (в моменты разрыва внутренних волокон того или иного типа) сила натяжения скачкообразно уменьшается. Разорванные волокна при снятии нагрузки не восстанавливаются. На рис. 1 приведён график зависимости k от силы натяжения F (полу жирные линии чёрного цвета), построенный по результатам этого исследования.

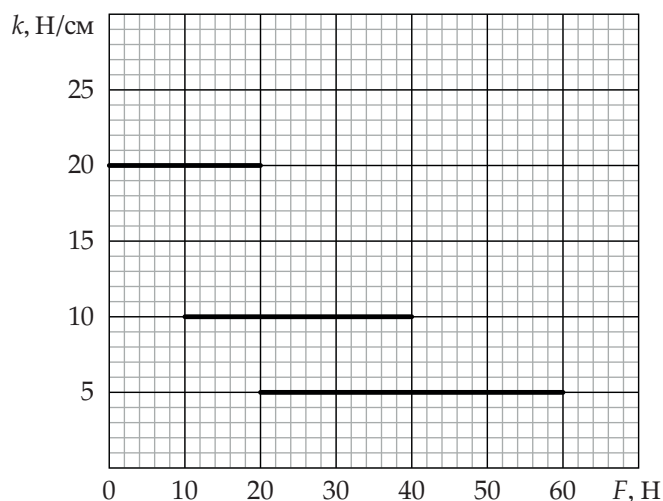


Рис. 1

- Используя график $k(F)$, восстановите зависимость силы от удлинения $F(x)$ для процесса *растяжения* образца. Постройте график $F(x)$, отметив на осях значения в характерных точках.

В опытах второго типа один конец образца закрепляют, а к другому подвешивают лёгкое ведро. В ведро начинают равномерно подсыпать песок, так что его вес увеличивается линейно со временем. Через 30 мин вес достигает 50 Н, после чего песок начинают так же равномерно удалять до полного опустошения ведра (что занимает ещё 30 мин). Установка оснащена специальным демпфером, который мгновенно гасит колебания ведра при разрывах волокон.

- Изобразите идеализированный график зависимости удлинения образца x от времени t на протяжении всех 60 мин эксперимента, полагая, что система в любой момент времени находится в положении равновесия.

Решение. Введение понятия дифференциальной жёсткости обусловлено стремлением к точности терминологии. Привычный термин «жёсткость» обычно ассоциируется с законом Гука при малых деформациях. Для нелинейных систем или материалов, меняющих свои свойства в процессе растяжения (как наша верёвка с рвущимися волокнами), основной характеристикой является именно дифференциальная жёсткость $k = \frac{\Delta F}{\Delta x}$.

Из графика на рис. 1 следует, что образец ведёт себя как обычная гуковская пружина, но с «переключающейся» жёсткостью. Проанализируем поведение образца на разных этапах растяжения в опытах первого типа.

- Полуинтервал $F \in [0, 20 \text{ Н}]$. Жёсткость постоянна и равна $k_1 = 20 \text{ Н/см}$. Этому полуинтервалу соответствует растяжение от 0 до $x_1 = 1 \text{ см}$.
- Первый скачок. При достижении 20 Н часть волокон рвётся, и сила мгновенно уменьшается до 10 Н. Удлинение при этом остаётся прежним ($x_1 = 1 \text{ см}$). На графике $F(x)$ этому участку соответствует вертикальный отрезок от 20 Н до 10 Н.
- Интервал $F \in (10 \text{ Н}, 40 \text{ Н}]$. Теперь жёсткость равна $k_2 = 10 \text{ Н/см}$. Дополнительное удлинение $\Delta x_2 = \frac{40-10}{10} \text{ см} = 3 \text{ см}$. Значит, в конце этого этапа растяжение достигает величины $x_2 = x_1 + \Delta x_2 = 4 \text{ см}$.
- Второй скачок. При 40 Н сила падает до 20 Н при неизменном удлинении $x_2 = 4 \text{ см}$.
- Полуинтервал $F \in (20 \text{ Н}, 60 \text{ Н}]$. Жёсткость $k_3 = 5 \text{ Н/см}$. $\Delta x_3 = \frac{60-20}{5} \text{ см} = 8 \text{ см}$. Итоговое максимальное растяжение $x_3 = x_2 + \Delta x_3 = 12 \text{ см}$.

Теперь становится понятно, как строить график за-

висимости $F(x)$ — последовательные особые точки следует соединить отрезками. Полученный график представлен на рис. 2; отмечена точка А, соответствующая силе натяжения 50 Н (потребуется при ответе на вопрос второго пункта).

В опыте второго типа с подвешиванием ведра в фазе растяжения образца вес ведра растёт линейно со временем: $F(t) = \beta t$ при $t \in [0, 30 \text{ мин})$, а по достижении максимального веса $F_{\max} = 50 \text{ Н}$ симметричным образом уменьшается: $F(t) = F_{\max} - \beta t$ при $t \in (30 \text{ мин}, 60 \text{ мин}]$, $\beta = \frac{5}{3} \text{ Н/мин}$.

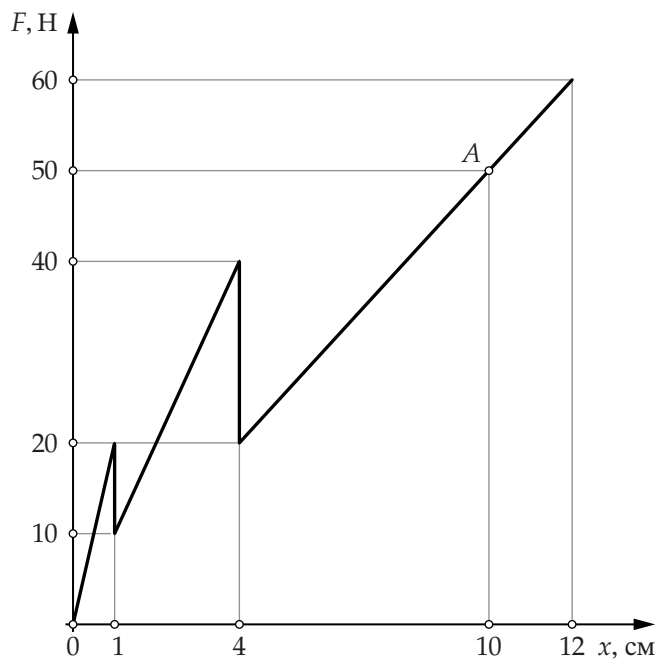


Рис. 2

Рассмотрим поэтапно процесс изменения веса ведра и соответствующую реакцию образца.

- В промежутке времени $t \in [0, 12 \text{ мин})$ вес ведра растёт от 0 до 20 Н. Поскольку образец находится на первой ветви жёсткости $k_1 = 20 \text{ Н/см}$, его удлинение увеличивается линейно: $x(t) = \frac{F(t)}{k_1} = \frac{\beta t}{k_1}$. К моменту времени $t_1 = 12 \text{ мин}$ оно достигает значения $x_1 = 1 \text{ см}$.
- В момент $t_1 = 12 \text{ мин}$ при силе 20 Н происходит разрыв первой группы волокон. Вес ведра в этот момент зафиксирован, а равновесное состояние системы мгновенно перемещается на вторую ветвь графика $F(x)$, где жёсткость составляет $k_2 = 10 \text{ Н/см}$. Происходит скачок удлинения от 1 см до $x = \frac{20 \text{ Н} - 10 \text{ Н}}{k_2} + 1 \text{ см} = 2 \text{ см}$.
- В интервале $t \in (12 \text{ мин}, 24 \text{ мин})$ сила продолжает расти от 20 Н до 40 Н. Удлинение увеличивается от 2 см до $x_2 = 2 + \frac{40-20}{10} = 4 \text{ см}$. Момент второго разрыва наступает при $t_2 = \frac{40 \text{ Н}}{\beta} = 24 \text{ мин}$.
- При $t_2 = 24 \text{ мин}$ происходит второй скачок удлинения. Новое положение равновесия при

неизменном весе 40 Н на третьей ветви жёсткости ($k_3 = 5 \text{ Н/см}$) соответствует величине $x = \frac{40 \text{ Н} - 20 \text{ Н}}{k_3} + 4 \text{ см} = 8 \text{ см}$.

- 5) В промежутке $t \in (24 \text{ мин}, 30 \text{ мин}]$ сила достигает своего максимума 50 Н. Удлинение в пике нагрузки (точка А) составляет $x_{\text{max}} = 8 + \frac{50-40}{5} = 10 \text{ см}$.
- 6) В фазе разгрузки ($t \in (30 \text{ мин}, 60 \text{ мин}]$) вес ведра линейно уменьшается до нуля. Так как структура образца уже претерпела необратимые изменения, он ведёт себя как пружина с постоянной минимальной жёсткостью $k_3 = 5 \text{ Н/см}$. График $x(t)$ на этом этапе представляет собой отрезок прямой, соединяющий точки (30 мин, 10 см) и (60 мин, 0 см).

Итоговый идеализированный график $x(t)$ (рис. 3) характеризуется наличием вертикальных участков в моменты 12 мин и 24 мин. Эти «ступеньки» соответствуют мгновенному переходу системы к новым положениям статического равновесия при разрыве волокон в условиях заданной внешней силы.

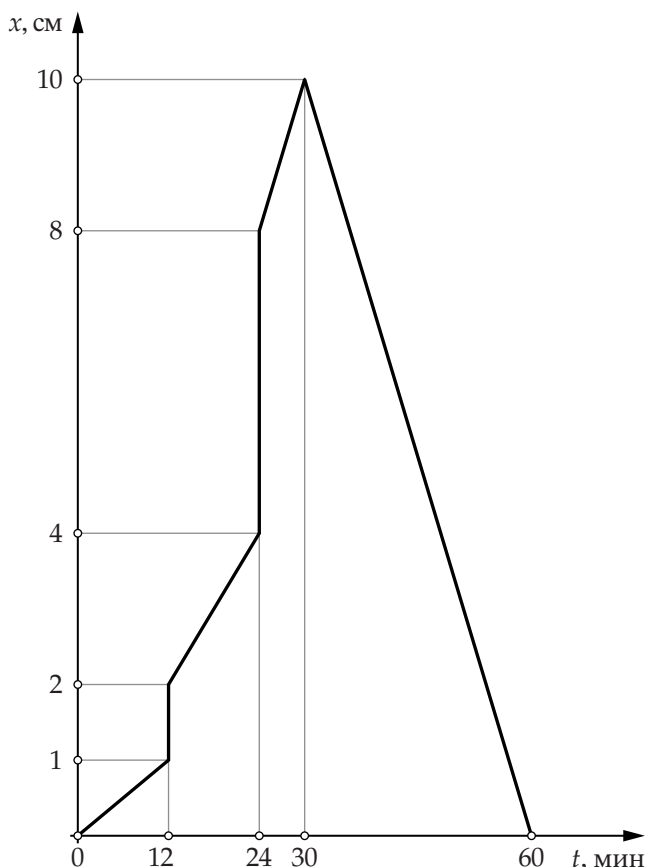


Рис. 3

Важно понимать, что это именно идеализированная зависимость. В действительности, если бы демпфирующая сила была мала или отсутствовала вовсе, после разрыва первой группы волокон ведро начало бы ускоряться. Прокочив точку статического равновесия, оно могло бы вызвать разрыв и другой группы

волокон. Стоит также добавить, что рассматриваемая в задаче зависимость $F(x)$ качественно описывает поведение некоторых реальных полимерных материалов и тросов вблизи порога разрушения.

Ответ: Искомые графики представлены на рис. 2 и рис. 3.