

ШКОЛА УЧИТЕЛЕЙ 2025

НОВЫЕ ТЕМЫ В ОЛИМПИАДАХ ПО ФИЗИКЕ

*Парфенов К.В.,
физический факультет
МГУ им. М.В.Ломоносова*

**Что было, то и будет;
Что делалось, то и будет
делаться, и нет
Ничего нового под
Солнцем.**

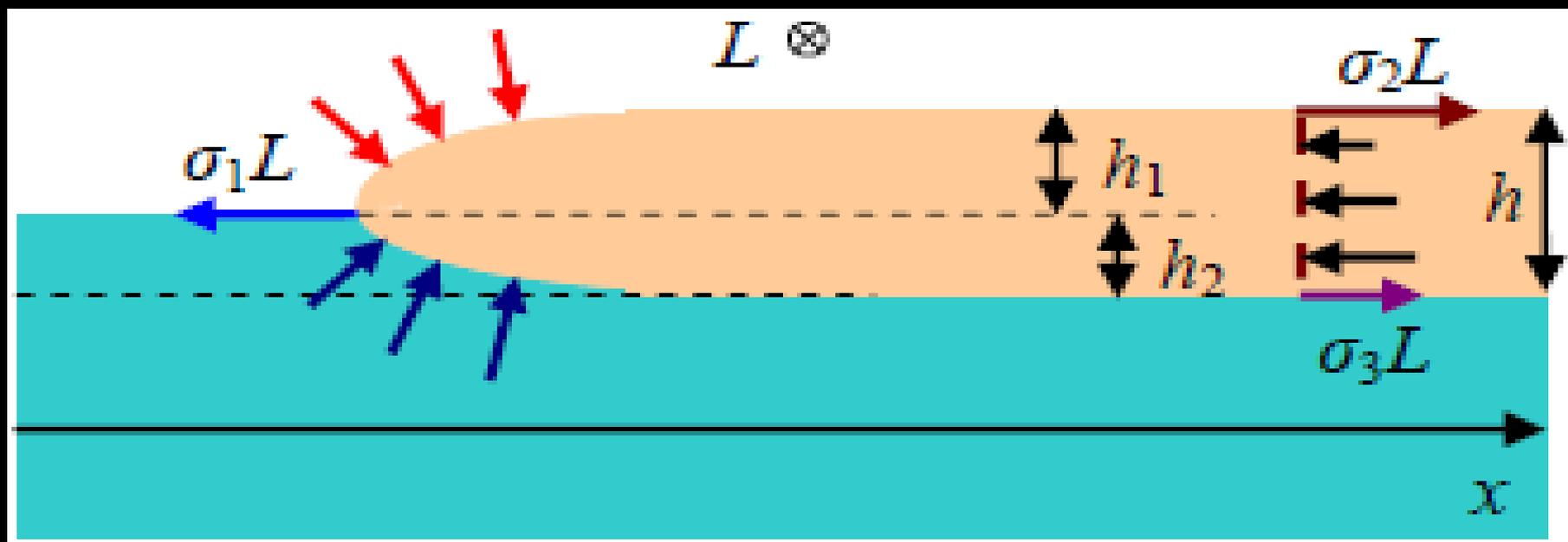
Екклезиаст, 1: 9

10 КЛАСС

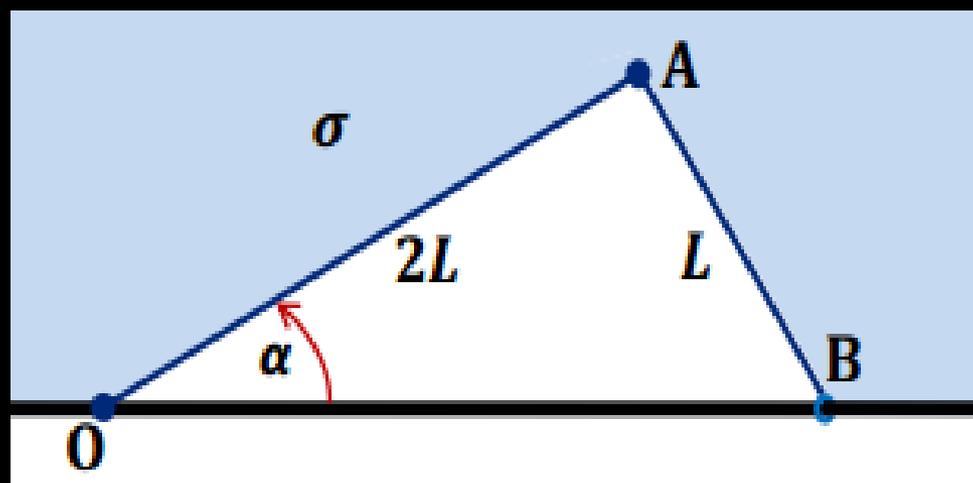
ВОЗМОЖНО на заключительном этапе

12	Неидеальные газы (*). Газ Ван-дер-Ваальса (*).
12	Поверхностное натяжение. Сила поверхностного натяжения. Потенциальная энергия поверхности жидкости. Разность давлений по разные стороны изогнутой поверхности жидкости. Формула Лапласа. Смачивание и несмачивание. Краевой угол. Капиллярные явления.

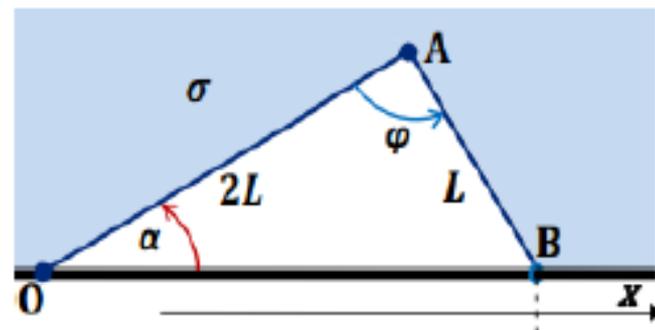
И ДЕЙСТВИТЕЛЬНО ...



Невесомые стержни OA и AB соединены шарнирно между собой, конец O стержня OA закреплён шарнирно на гладкой спице, а на конце B стержня AB прикреплено (также с помощью шарнира) маленькое колечко массы m , которое может скользить по спице. Длины стержней различаются в два раза: $|OA| = 2L$, $|AB| = L$, все шарниры невесомы. Система снаружи (до закрепленной внешней границы) окружена двусторонней пленкой с коэффициентом поверхностного натяжения σ , которая не протекает в область между спицей и стержнями. Силы тяжести нет. Какой угол составляет стержень OA со спицей в положении равновесия? Найдите период малых колебаний системы вблизи положения равновесия.



В состоянии равновесия энергия системы должна быть минимальна. В данном случае энергия системы – это энергия натянутой пленки, которая пропорциональна площади пленки: с учетом того, что пленка двусторонняя, $E_{\text{пл}} = 2\sigma S_{\text{пл}}$. Ясно, что минимум этой энергии отвечает положению стержней, в котором максимальна площадь треугольника OAB. Ее удобно вычислять по двум сторонам (OA и AB) и углу φ между ними: $S_{OAB} = \frac{1}{2}L \cdot 2L \cdot \sin(\varphi) = L^2 \sin(\varphi)$. Эта площадь максимальна при $\varphi = \frac{\pi}{2}$, то есть когда стержни



перпендикулярны друг другу, и поэтому в прямоугольном треугольнике OAB $\text{tg}(\alpha) = \frac{1}{2}$.
Итак, в состоянии равновесия $\alpha = \text{arctg}\left(\frac{1}{2}\right) = \text{arcsin}\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\right) \approx 26,6^\circ$.

Потенциальная энергия определена с точностью до константы, поэтому мы можем считать энергию системы в положении равновесия равной нулю. Тогда энергия системы в положении, в котором колечко сдвинулось вдоль стержня в точку с координатой x , отсчитываемой от положения равновесия (см. рисунок), равна

$$E(x) = 2\sigma[L^2 - S_{OAB}(x)] = 2\sigma L^2\{1 - \sin[\varphi(x)]\}.$$

Длина стороны OB в этом положении $|OB| = L\sqrt{5} + x$, и, в соответствии с теоремой косинусов,

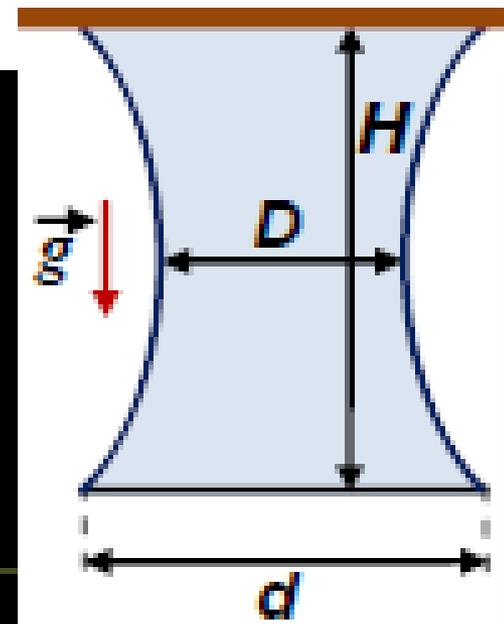
$$(L\sqrt{5} + x)^2 = L^2 + 4L^2 - 4L^2 \cos[\varphi(x)] \Rightarrow \cos[\varphi(x)] \approx -\frac{\sqrt{5}}{2L}x.$$

Отметим, что в этом выражении мы пренебрегли слагаемым порядка $\frac{x^2}{L^2}$ (колебания малые). В

том же приближении $\sin[\varphi(x)] \approx \sqrt{1 - \frac{5x^2}{4L^2}} \approx 1 - \frac{5x^2}{8L^2}$. Значит, $E(x) \approx \frac{5\sigma x^2}{4} \equiv \frac{kx^2}{2}$. Здесь

введено обозначение $k \equiv \frac{5\sigma}{2}$. Значит, период колебаний $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} = 2\pi \sqrt{\frac{2m}{5\sigma}}$.

Два одинаковых отрезка тонкого легкого гибкого провода прикрепили концами к потолку. На других концах подвесили (за края) тонкий стержень длины d с массой m . Расстояние между точками подвеса проводов к потолку точно равно длине стержня. Затем систему ненадолго окунули в мыльный раствор. После этого между проводами, потолком и стержнем образовалась пленка, провода изогнулись, и расстояние между потолком и стержнем стало равно H , а наименьшее расстояние между проводами D . Найдите величину коэффициента поверхностного натяжения раствора. Ускорение свободного падения g .



Рассмотрим равновесие бесконечно малого участка провода, имеющего радиус кривизны R и угловой размер $\Delta\alpha$. Запишем условия равновесия в проекциях на оси x (проходит по касательной к проводу в середине участка) и y (проходит через центр кривизны участка). Учтём, что сила поверхностного натяжения $F_\sigma = \sigma\Delta l = \sigma R\Delta\alpha$:

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1 \cdot \cos(\Delta\alpha/2) = T_2 \cdot \cos(\Delta\alpha/2) \\ T_1 \cdot \sin(\Delta\alpha/2) + T_2 \cdot \sin(\Delta\alpha/2) = \sigma R \cdot \Delta\alpha \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} T_1 = T_2 \\ T_1 \cdot \Delta\alpha + T_2 \cdot \Delta\alpha = 2\sigma R \cdot \Delta\alpha \end{array} \right.$$

Таким образом, натяжение провода постоянно, и вместе с ним постоянен радиус кривизны: постоянен на участках провода, на которые не действуют другие силы (кроме сил Ампера и натяжения): $T = \sigma R = const$. Значит, участки провода, на которые действуют только “поперечные” силы поверхностного натяжения и их собственные “продольные” силы упругости – дуги окружностей.

С учетом равенства длины стержня и расстояния между точками подвеса, а также симметрии нагрузки (одинаковость сил натяжения означает одинаковость радиусов кривизны) понятно, что эти дуги симметричны относительно горизонтальной линии, проходящей через точки максимального удаления проводов. Значит, если обозначить угол отклонения проводов от вертикали в точках прикрепления к стержню β , то угловой размер каждого провода (как дуги окружности) равен 2β . Следовательно:

$$\left\{ \begin{array}{l} H = 2R \cdot \sin(\beta) \\ d - D = 2R \cdot [1 - \cos(\beta)] \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 4R^2 = H^2 + [2R - (d - D)]^2 \Rightarrow R = \frac{H^2 + (d - D)^2}{4(d - D)} \\ \sin(\beta) = \frac{2H(d - D)}{H^2 + (d - D)^2}, \cos(\beta) = \frac{H^2 - (d - D)^2}{H^2 + (d - D)^2} \end{array} \right.$$

Условие равновесия стержня $2T \cos(\beta) + \sigma d = mg$ с учетом того, что $T = \sigma R$, позволяет найти ответ на вопрос задачи:

$$\sigma[2R \cos(\beta) + d] = mg \Rightarrow \sigma = \frac{2mg(d - D)}{H^2 + d^2 - D^2}.$$

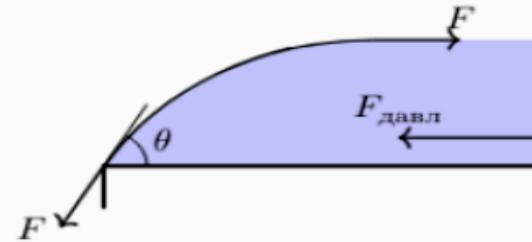
На верхнее горизонтальное основание сплошного кругового цилиндра с площадью сечения S налили немного ртути. Краевой угол смачивания ртутью для материала, из которого изготовлен этот цилиндр, равен θ , коэффициент поверхностного натяжения ртути σ , а ее плотность ρ . Ускорение свободного падения g . Считайте, что эти параметры удовлетворяют неравенству $\sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \ll \sqrt{S}$.

- 1) При каком минимальном значении объема ртути V_0 она целиком покрывает основание цилиндра?

На основание наливают ртуть объемом $V < V_0$. Сверху аккуратно помещают цилиндр с такой же площадью основания, но из другого материала, который полностью не смачивается ртутью. Считайте, что положение цилиндров и ртути всегда является полностью осесимметричным.

- 2) При какой минимальной массе m_1 верхнего цилиндра ртуть будет контактировать с основанием нижнего цилиндра по всей площади его поверхности?
- 3) При какой минимальной массе m_2 верхнего цилиндра ртуть вытечет из зазора между цилиндрами? Считайте, что граница между основанием цилиндра и его боковой поверхностью является закругленной (радиус закругления намного меньше толщины слоя ртути) и выпуклой.

Неравенство из условия задачи позволяет считать верхнюю поверхность ртути практически плоской, а горизонтальный радиус ртутной "лепёшки" много большим, чем её толщина. Это даёт возможность определить толщину слоя ртути h , рассматривая задачу как двумерную. Будем считать, что ртуть заполнила всю площадь основания цилиндра, но при этом не перешла на его боковую поверхность.



Рассмотрим участок слоя жидкости шириной L и условие её равновесия в проекции на горизонтальную ось x (силы, действующие на этот участок в горизонтальном направлении, изображены на рис.):

$$F_x = F \cos \theta - F + p_{\text{ср}} L h = \sigma L \cos \theta - \sigma L + p_{\text{ср}} L h = 0,$$

где $p_{\text{ср}}$ — среднее по высоте гидростатическое давление ртути, равное $p_{\text{ср}} = \rho g h / 2$. Тогда имеем:

$$\frac{\rho g h^2}{2} = \sigma (1 - \cos \theta) \Rightarrow h = \sqrt{\frac{2\sigma(1 - \cos \theta)}{\rho g}}.$$

Когда ртуть заполняет всю поверхность основания цилиндра, её объём равен

$$V_0 = S h = S \sqrt{\frac{2\sigma(1 - \cos \theta)}{\rho g}}.$$

Если поставить на ртуть цилиндр массой m , то в каждой точке жидкости гидростатическое давление возрастёт на величину $m g / S_{\text{к}}$, где $S_{\text{к}}$ — площадь контакта ртути и поставленного на неё цилиндра. Среднее гидростатическое давление в слое ртути в этом случае составит

$$p_{\text{ср}} = \frac{\rho g h}{2} + \frac{m g}{S_{\text{к}}}.$$

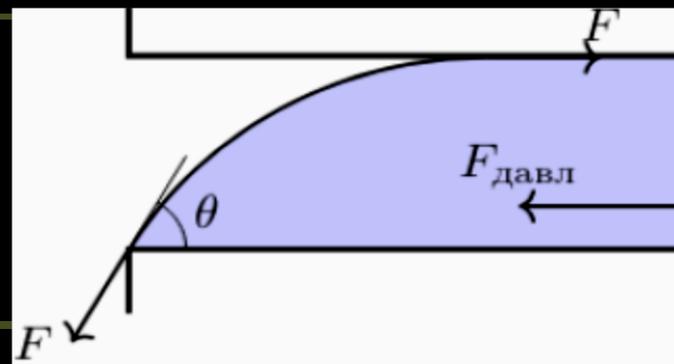
Условие равновесия сил, действующих на участок ртути единичной ширины в проекции

на ось x (см. рис.), примет вид:

$$\sigma(1 - \cos \theta) = \frac{\rho g h^2}{2} + \frac{m g h}{S_K}.$$

Отметим, что $h = V/S_K$, поскольку поверхность ртути можно считать плоской (после постановки на неё цилиндра это приближение становится ещё более справедливым). Подставляя выражение для h , получим:

$$\sigma(1 - \cos \theta) = \frac{\rho g V^2}{2S_K^2} + \frac{m g V}{S_K^2}.$$



Ртуть полностью заполнит зазор между цилиндрами при $S_K = S$, следовательно

$$m_1 = \frac{\sigma S^2(1 - \cos \theta)}{gV} - \frac{\rho V}{2}.$$

Примечание: обращаем внимание, что в выражении для давления ртути нельзя считать $\rho g h \ll m g / S$, так как эти величины могут быть одного порядка!

В процессе перехода границы ртути с основания нижнего цилиндра на его боковую поверхность направление касательной к поверхности ртути поворачивается на 90° . Ртуть станет вытекать из зазора между цилиндрами, когда сила гидростатического давления превысит максимально возможную величину горизонтальной компоненты силы поверхностного натяжения. Теоретически, этот максимум соответствует положению касательной, при котором она является горизонтальной, однако это положение может быть нереализуемо при заданном значении угла смачивания θ .

Рассмотрим два случая.

Первый случай: $\theta < \pi/2$.

В данном случае касательная к поверхности жидкости никогда не станет горизонтальной, поэтому величина горизонтальной компоненты силы поверхностного натяжения будет максимальной, если касательная будет направлена под углом θ к боковой поверхности цилиндра (см. рис.). Тогда

$$F_{max} = \sigma L(1 + \sin \theta).$$

Записывая условие равновесия, получим, что

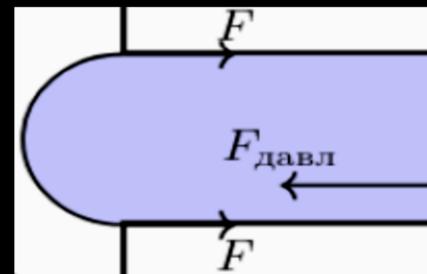
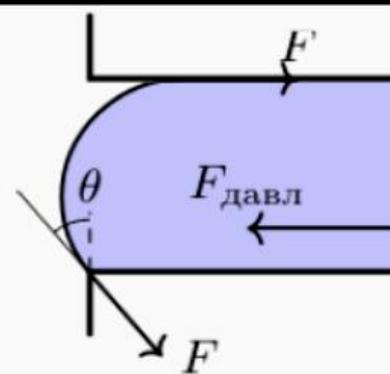
$$\sigma(1 + \sin \theta) = \frac{\rho g V^2}{2S^2} + \frac{m_2 g V}{S^2},$$

Откуда

$$m_2 = \frac{\sigma S^2(1 + \sin \theta)}{gV} - \frac{\rho V}{2}$$

Второй случай: $\theta \geq \pi/2$.

В данном случае касательная к поверхности жидкости может стать горизонтальной (см. рис.). Тогда максимальная горизонтальная компонента силы поверхностного натяжения будет равна



$$F_{max} = 2\sigma L.$$

Записывая условие равновесия в этом случае, получим

$$2\sigma = \frac{\rho g V^2}{2S^2} + \frac{m_2 g V}{S^2},$$

Откуда

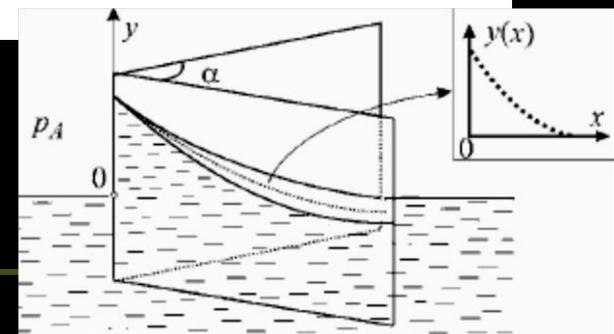
$$m_2 = \frac{2\sigma S^2}{gV} - \frac{\rho V}{2}.$$

Ответ:

$$m_2 = \begin{cases} \frac{\sigma S^2(1 + \sin \theta)}{gV} - \frac{\rho V}{2} & \text{при } \theta < \pi/2, \\ \frac{2\sigma S^2}{gV} - \frac{\rho V}{2} & \text{при } \theta \geq \pi/2 \end{cases}$$

Вопрос: Тонкий стеклянный капилляр опустили в вертикальном положении одним концом в широкий резервуар с жидкостью, почти идеально смачивающей стекло. Уровень жидкости в капилляре оказался на 4 мм выше, чем в остальной части резервуара. Потом точно такой же капилляр (и тоже вертикально) опустили в другой широкий резервуар, в котором находилась жидкость, практически полностью не смачивающая стекло. Коэффициент поверхностного натяжения у этой жидкости в 4 раза больше, чем у первой, а плотность в 8 раз больше. Что будет с уровнем жидкости в капилляре на этот раз?

Задача: Две вертикальные стеклянные пластины, составляющие малый двугранный угол α , опущены в широкий резервуар с полностью смачивающей их жидкостью. Плотность жидкости ρ , коэффициент поверхностного натяжения σ . Найдите высоту подъема жидкости между пластинами над уровнем в резервуаре в зависимости от расстояния x от ребра двугранного угла. Считайте, что $x \gg \sqrt{\frac{2\sigma}{\alpha\rho g}}$, но много меньше размеров пластин, и при этом сечение поверхности жидкости плоскостью, перпендикулярной биссектрисе двугранного угла, имеет форму дуги окружности.



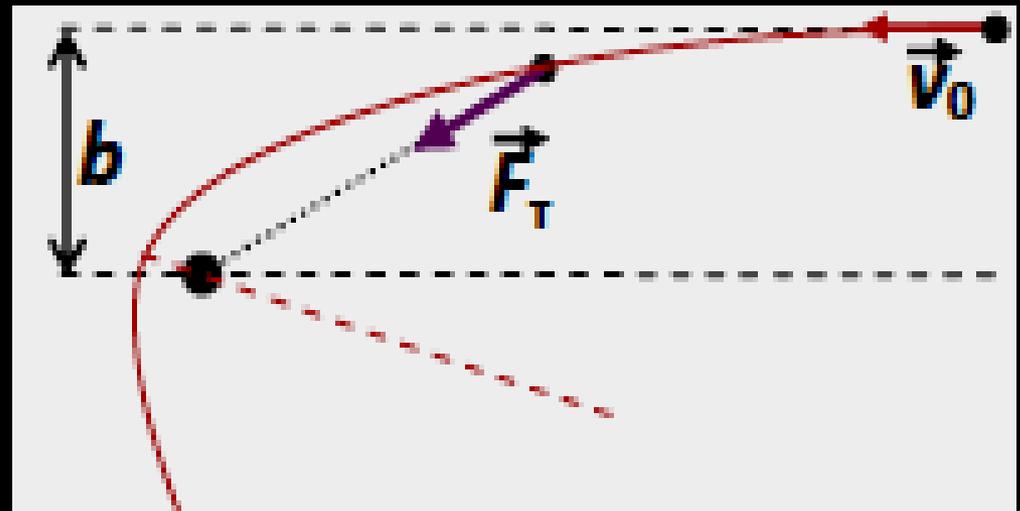
11 КЛАСС

возможно на региональном/
заключительном этапе

11

Периодическое движение в гравитационном поле. Момент импульса, закон изменения момента импульса. Законы Кеплера. Траектории небесных тел.
Момент инерции. Динамика вращательного движения твёрдого тела.

Болид влетел в Солнечную систему со скоростью v_0 , причем “прицельный параметр” (по отношению к Солнцу) был равен $b > R$, где R – радиус Солнца. При какой минимальной величине v_0 болид пролетит мимо Солнца? Взаимодействием с другими телами Солнечной системы пренебречь. Гравитационная постоянная равна G .



Будем считать болид материальной точкой, а Солнце - неподвижным. Тогда он пролетит мимо Солнца при соблюдении следующего условия: $r_{min} > R$, где r_{min} - минимальное расстояние от болида до центра Солнца.

Запишем закон сохранения механической энергии болида при полете от начальной (очень удаленной от Солнца) точки и точки его наибольшего сближения с Солнцем:

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv_m^2}{2} - \frac{GmM}{r_{min}}$$

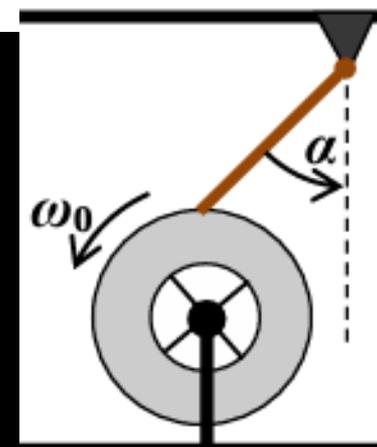
Поскольку линия действия силы тяжести, действующей на болид, проходит через центр масс Солнца, то момент импульса болида относительно оси, проходящей через центр масс Солнца, сохраняется: для х же положений $mv_0 b = mv_m r_{min}$, и мы получаем уравнение $v_m = v_0 \cdot \frac{b}{r_{min}}$. Подставив его в уравнение ЗСЭ, поделенное $m/2$, получим квадратное уравнение относительно $\frac{1}{r_{min}}$:

$$v_0^2 = \frac{v_0^2 b^2}{r_{min}^2} - \frac{2GM}{r_{min}} \Rightarrow \left(\frac{1}{r_{min}}\right)^2 - \frac{2GM}{b^2 v_0^2} \cdot \frac{1}{r_{min}} - \frac{1}{b^2} = 0.$$

Его решение $\frac{1}{r_{min}} = \frac{GM}{b^2 v_0^2} + \sqrt{\frac{G^2 M^2}{b^4 v_0^4} + \frac{1}{b^2}}$, и условие пролета болида мимо Солнца приводит нас к результату

$$\frac{GM}{b^2 v_0^2} + \sqrt{\frac{G^2 M^2}{b^4 v_0^4} + \frac{1}{b^2}} < \frac{1}{R} \Rightarrow \frac{1}{b^2} < \frac{1}{R^2} - 2 \cdot \frac{GM}{b^2 v_0^2} \Rightarrow \frac{2GM}{v_0^2} < \frac{b^2 - R^2}{R^2} \Rightarrow v_0 > R \sqrt{\frac{2GM}{b^2 - R^2}}$$

Вертикальное однородное колесо – полый цилиндр массой M с внешним радиусом R и внутренним $R/2$ (масса спиц и втулки пренебрежимо малы) – может вращаться без трения вокруг закрепленной горизонтальной оси, проходящей через его центр. Его раскрутили до угловой скорости ω_0 в направлении, показанном на рисунке, а затем аккуратно опустили на него конец стержня массой m , подвешенного шарнирно за другой конец. Стержень опирается на верхнюю точку диска, трения в шарнире нет, и в этом положении стержень составляет угол $\alpha = 45^\circ$ с вертикалью. Диск совершил ровно 65 оборотов до полной остановки. Затем опыт повторили, но на этот раз диск раскрутили до той же угловой скорости в противоположном направлении. Сколько оборотов совершит до полной остановки диск на этот раз? Сопротивлением воздуха пренебречь. Коэффициент трения между концом стержня и боковой поверхностью диска $\mu = 0,3$.



Вращение колеса тормозится силой трения со стороны стержня. Сам стержень при этом находится в равновесии под действием силы тяжести, силы реакции шарнира, силы нормальной реакции колеса и «ответной» силы трения. Последняя до самой остановки является силой трения скольжения, и ее величина равна μN . Обозначим длину стержня L , и для первого опыта запишем для него условие равновесия моментов сил относительно оси шарнира:

$$mg \frac{L}{2} \sin(\alpha) - NL \cdot \sin(\alpha) - \mu NL \cdot \cos(\alpha) = 0 \Rightarrow F_{\text{тр}} = \frac{\mu mg}{2} \frac{\text{tg}(\alpha)}{\text{tg}(\alpha) + \mu}.$$

Колесо остановится, когда работа этой силы заберет у колеса всю его кинетическую энергию, то есть

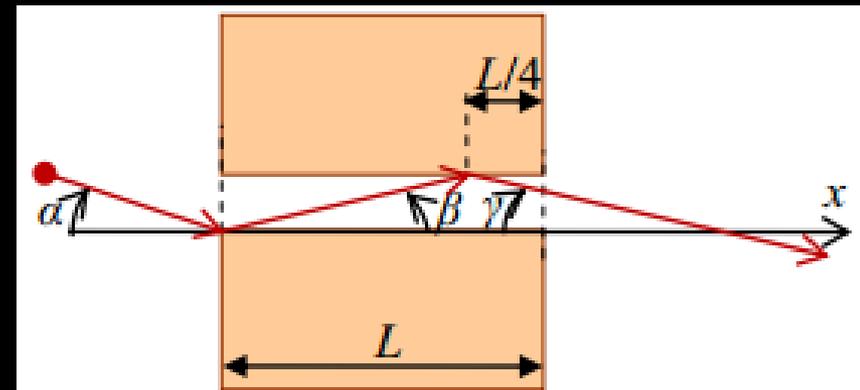
$$F_{\text{тр}} \cdot 2\pi R \cdot n_1 = \frac{I}{2} \omega_0^2 \Rightarrow n_1 = \frac{I \omega_0^2}{2\pi \mu mg R} \frac{\text{tg}(\alpha) + \mu}{\text{tg}(\alpha)}.$$

Здесь I – момент инерции колеса относительно оси симметрии. Во втором опыте (при изменении направления начального вращения) направления сил трения между колесом и стержнем изменяются на противоположные, и в этих уравнениях изменяется только знак слагаемого с μ . Поэтому в этом случае число оборотов колеса до остановки

$$n_2 = \frac{I \omega_0^2}{2\pi \mu mg R} \frac{\text{tg}(\alpha) - \mu}{\text{tg}(\alpha)} = \frac{\text{tg}(\alpha) - \mu}{\text{tg}(\alpha) + \mu} n_1 = 35.$$

Цилиндрическая однородная шайба, скользящая без вращения по гладкому горизонтальному льду, сталкивается с покоящимся гладким бруском. Будут ли вращаться шайба и брусок после удара? Ответ объяснить.

Два одинаковых гладких однородных бруска, имеющих форму прямоугольного параллелепипеда, лежат на гладкой горизонтальной поверхности строго «напротив» друг друга так, что их боковые грани параллельны. Масса каждого из брусков $M = 280$ г, их толщина (размер по вертикали) мал по сравнению с горизонтальными размерами. Маленькая однородная цилиндрическая шайба такой же высоты попадает в зазор между брусками (см. рисунок), скользя без вращения по поверхности в направлении под углом $\alpha = 2,6^\circ$ к соседним граням брусков (к оси x). Шайба ударяется о край одного бруска, отскакивает под углом $\beta = 2,2^\circ$ к его поверхности, ударяется о второй брусок в точке, расположенной на расстоянии четверти длины брусков от другого края и успевает, не коснувшись более ни одного из брусков, вылететь из зазора под углом $\gamma = 2,0^\circ$ к оси x . Найдите массу шайбы. Все соударения можно считать практически мгновенными и упругими.



Оба соударения являются *нецентральными*: линии действия сил упругости, возникающих при ударах (ясно, что они перпендикулярны поверхностям гладких брусков), не проходят через центры масс брусков. Поэтому бруски после ударов приводятся во вращение (а вот шайба нет – ее центр масс лежит на линии удара в обоих случаях). ЗСЭ для первого удара

записывается в виде $\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{MV^2}{2} + E_{ep}$, где m – масса шайбы, v_0 и v – скорости шайбы до и после удара, V – центра масс бруска после столкновения. Набор скорости центром масс бруска создается силой давления шайбы на брусок во время удара ($MV = F \cdot \delta t$), а набор угловой скорости обеспечивается моментом этой же силы, плечо которой l : $I\omega = Fl \cdot \delta t$ (I – момент инерции бруска относительно оси, проходящей через

центр масс). Поэтому $\omega = \frac{MVl}{I}$, и $E_{ep} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{Ml^2}{I} \cdot \frac{MV^2}{2}$. Для краткости обозначим

$k \equiv \frac{ML^2}{I}$, то есть $E_{ep} = k \cdot \frac{l^2}{L^2} \cdot \frac{MV^2}{2}$, Тогда ЗСЭ для первого удара имеет вид:

$$\frac{mv_0^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \left(1 + \frac{k}{4}\right) \frac{MV^2}{2} \quad \left(\text{здесь учтено, что для этого удара } l = \frac{L}{2}\right).$$

Далее можно действовать обычным образом. Если записать закон сохранения импульса в проекциях на оси x и y , то из них легко можно найти величины скоростей шайбы и бруска после удара:

$$\left\{ \begin{array}{l} mv_0 \cos(\alpha) = mv \cos(\beta) \\ mv_0 \sin(\alpha) = MV - mv \sin(\beta) \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} v = v_0 \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\beta)} \\ V = \frac{m}{M} v_0 \left(\sin(\alpha) + \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\beta)} \sin(\beta) \right) = \frac{m}{M} v_0 \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\cos(\beta)} \end{array} \right.$$

Подставим эти выражения в закон сохранения энергии, в котором используем выражение для энергии вращения и разделим обе части на $\frac{mv_0^2}{2}$:

$$1 = \frac{\cos^2(\alpha)}{\cos^2(\beta)} + \left(1 + \frac{k}{4}\right) \frac{m}{M} \frac{\sin^2(\alpha + \beta)}{\cos^2(\beta)} \Rightarrow \left(1 + \frac{k}{4}\right) \frac{m}{M} = \frac{\cos^2(\beta) - \cos^2(\alpha)}{\sin^2(\alpha + \beta)} = \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}.$$

Для второго удара соотношения точно такие же, только изменяются углы и значение $l' = \frac{L}{4}$.

Поэтому $\left(1 + \frac{k}{16}\right) \frac{m}{M} = \frac{\sin(\beta - \gamma)}{\sin(\beta + \gamma)}$. Исключая из этих соотношений k , найдем (с учетом малости углов):

$$m = \frac{M}{3} \cdot \left[4 \frac{\sin(\beta - \gamma)}{\sin(\beta + \gamma)} - \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \right] \approx \frac{M}{3} \cdot \left[4 \frac{\beta - \gamma}{\beta + \gamma} - \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} \right] = 10 \text{ г}$$

11 КЛАСС

возможно на региональном/ заключительном этапе

2. Муниципальный этап олимпиады	
11	Переменный ток. Активное и реактивное сопротивление. Резистор, конденсатор и катушка индуктивности в цепи синусоидального переменного тока. Мощность переменного тока. Амплитудное и действующее значения (при различной форме зависимости переменного тока от времени). Резонанс напряжений (последовательный колебательный контур). Резонанс токов (параллельный колебательный контур). Векторные диаграммы. Трансформатор.
11	Механические волны. Поперечные и продольные волны. Отражение, преломление. Звук. Интерференция и дифракция звуковых волн. Громкость звука и высота тона.

11 КЛАСС

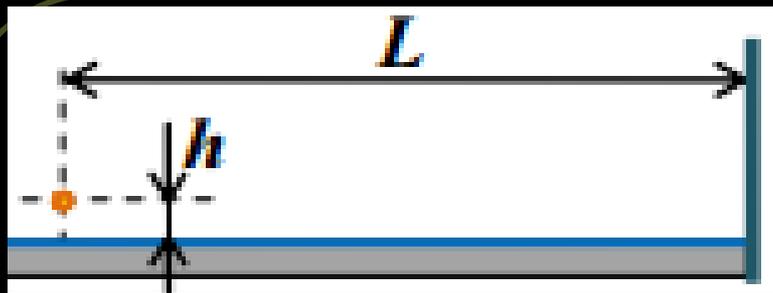
возможно на региональном / заключительном этапе

12	Электромагнитные волны. Взаимная ориентация векторов B , E , v в электромагнитной волне в однородной изотропной среде. Отражение, преломление, поляризация. Интерференция и дифракция электромагнитных волн. Шкала электромагнитных волн. Принципы радиосвязи и телевидения. Радиолокация. Эффект Доплера.
12	Дисперсия света. Многозначность понятия дисперсия – физическое явление, свойство среды, характеристика прибора. Оптика параксиальных лучей. Дифракция. Градиентная оптика. Оптическое волокно. Сферические зеркала. Толстые линзы. Оптические приборы. Разрешающая способность. Пределы применимости геометрической оптики. Аберрации.

11 КЛАСС

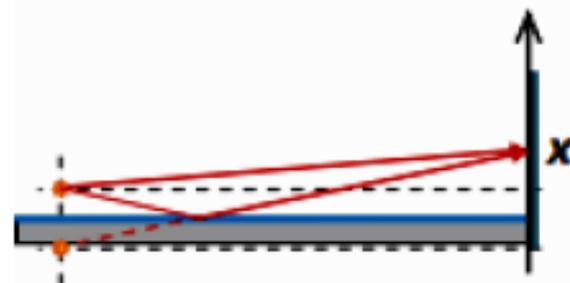
ВОЗМОЖНО на заключительном этапе

1-2	<p>Волновая оптика. Принцип Гюйгенса-Френеля. Интерференция света. Когерентные источники. Классические интерференционные схемы. Дифракция света. Дифракция Френеля и Фраунгофера. Зоны Френеля для круглого отверстия, спираль Френеля. Дифракционная решётка. Поляризация света. Закон Малюса. Просветленные оптики.</p>
-----	---



Точечный монохроматический источник света ($\lambda = 500$ нм) расположен на расстоянии $h = 2$ мм от поверхности плоского зеркала. На расстоянии $L = 4$ м от него перпендикулярно зеркалу установлен плоский экран, на котором наблюдается интерференционная картина. Найдите ширину интерференционной полосы Δ , т.е. расстояние между двумя соседними светлыми полосами на экране.

В данном случае изображение источника в зеркале играет роль второго источника, когерентного с первым. Отметим, насколько жестким являются требования к «точечности» источника: он явно должен быть намного меньше 2 мм (а этот размер явно много меньше 4 м). Введем на экране координату x , отсчитываемую от зеркала, и посчитаем оптическую разность хода лучей, интерферирующих в точке с этой координатой на экране. Для луча, идущего непосредственно от источника, длина



пути $s_1 = \sqrt{L^2 + (x-h)^2} = L\sqrt{1 + \frac{(x-h)^2}{L^2}} \approx L + \frac{(x-h)^2}{2L}$. Аналогично для луча, идущего с

отражением от зеркала $s_2 = \sqrt{L^2 + (x+h)^2} \approx L + \frac{(x+h)^2}{2L}$. Но нам также нужно учесть,

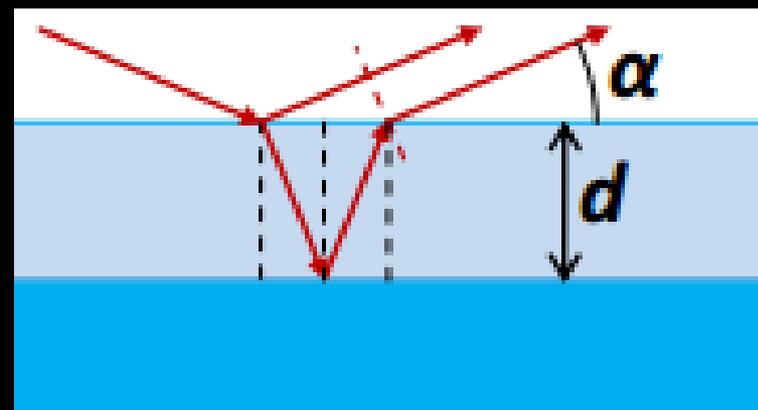
что по дороге этот луч отражается от оптически более плотной среды, так что к его оптической длине хода нужно добавить половину длины волны. Следовательно,

$\Delta d = \frac{\lambda}{2} + s_2 - s_1 \approx \frac{\lambda}{2} + \frac{2hx}{L}$. Условие максимумов дает:

$$\Delta d = m \cdot \lambda \Rightarrow x_m \approx \frac{\lambda L}{2h} \left(m - \frac{1}{2} \right), m = 1, 2, \dots$$

Таким образом, ширина интерференционной полосы $\Delta = \frac{\lambda L}{2h} = 0,5 \text{ мм}$.

В светлый, но пасмурный безветренный день путник шел по ровному горизонтальному участку дороги. Вдалеке впереди на дороге он заметил маленькую лужу, поверхность которой показалась ему оранжевой (уточним, что увиденный им оттенок отвечал длине волны $\lambda_1 = 600$ нм). «Наверное, на поверхность лужи попала тонкая бензиновая пленка,» – подумал он. На каком расстоянии от лужи он будет находиться в тот момент, когда поверхность лужи впервые покажется ему красной (будем считать, что цвет с длиной волны $\lambda_2 = 625$ нм уже является красным)? Рост путника $H = 180$ см, показатель преломления этого сорта бензина $n = 1,25$.



В светлый пасмурный день освещение поверхности лужи рассеянное (лучи падают со всех возможных направлений), а в безветренный день эта поверхность еще и ровная и горизонтальная. Лучи, попадающие от поверхности лужи в глаза путника, наклонены по отношению к горизонту на угол $\alpha = \arctg(H/L)$, где L – расстояние от лужи до путника. Ясно, что на поверхность лужи луч, образовавший эти лучи, тоже падал под этим углом к горизонту. Как видно из построения, в интерференции участвуют лучи, отраженные от двух сторон бензиновой пленки толщиной h . Подсчитаем оптическую разность хода лучей от точки падения, в которой они были синфазны. Расстояние между точками «входа» и «выхода» луча в пленку $D = 2h \cdot \tg(\beta)$, где угол преломления

β находится из закона Снелла: $\sin(\beta) = \frac{1}{n} \cos(\alpha)$, $\cos(\beta) = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \cos^2(\alpha)}$ и

$\tg(\beta) = \frac{\cos(\alpha)}{\sqrt{n^2 - \cos^2(\alpha)}}$. Поэтому $D = \frac{2h \cos(\alpha)}{\sqrt{n^2 - \cos^2(\alpha)}}$. Следовательно, путь отраженного

луча до общей поверхности волнового фронта со вторым лучом

$s_1 = D \cdot \cos(\alpha) = h \frac{2 \cos^2(\alpha)}{\sqrt{n^2 - \cos^2(\alpha)}}$. Оптическая длина хода луча, прошедшего через слой

масла, $s_2 = n \cdot 2 \frac{h}{\cos(\beta)} = h \frac{2n^2}{\sqrt{n^2 - \cos^2(\alpha)}}$. Первый луч испытывает отражение от

оптически более плотной среды, и к его длине хода нужно добавить половину длины волны. Про второй мы этого наверняка не знаем – скорее всего, показатель преломления воды в луже больше 1,25, и тогда второй луч тоже отражается от более плотной среды, и одинаковые добавки к длине хода лучей сокращаются. Но поскольку это точно не известно, запишем оптическую разность хода лучей так:

$$\Delta s = s_2 - s_1 - k \frac{\lambda}{2} = 2h \sqrt{n^2 - \cos^2(\alpha)} - k \frac{\lambda}{2},$$

где $k = 0$, если показатель преломления воды в луже больше 1,25, и $k = 1$, если меньше.

Видимый цвет пленки соответствует длине волны, для которой выполняется условие максимумов $\Delta s = m \cdot \lambda$, то есть $2h\sqrt{n^2 - \cos^2(\alpha)} = \left(m + \frac{k}{2}\right)\lambda$.

Согласно условию, при очень большом расстоянии $L \gg H \Rightarrow \alpha \approx 0$ это условие было выполнено для оттенка оранжевого цвета, то есть $2h\sqrt{n^2 - 1} = \left(m + \frac{k}{2}\right)\lambda_1$. Поскольку

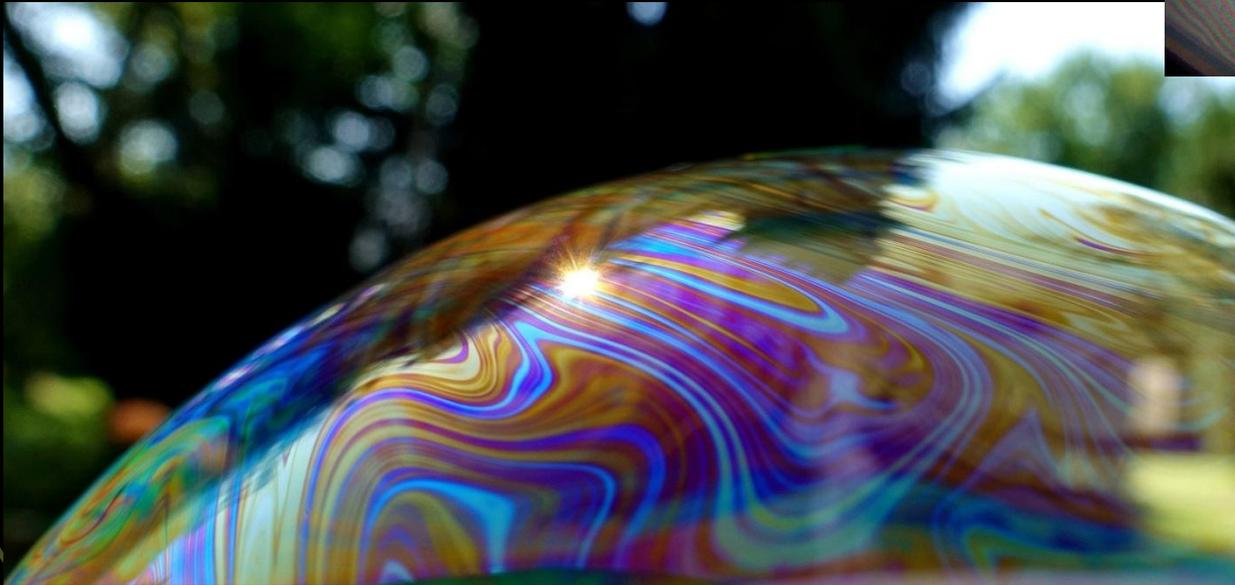
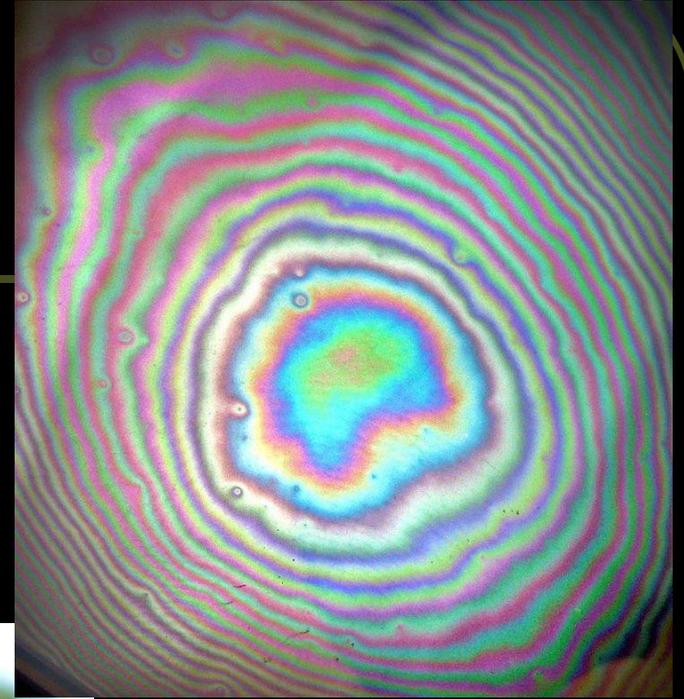
при увеличении α в области малых углов левая часть равенства монотонно растет, то для λ_2 условие максимума впервые выполнится в том же порядке интерференции, то есть $2h\sqrt{n^2 - \cos^2(\alpha)} = \left(m + \frac{k}{2}\right)\lambda_2$. Разделив эти соотношения друг на друга, после

возведения в квадрат получаем:

$$z^2 \equiv \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2 = \left(\frac{25}{24}\right)^2 = \frac{n^2 - \cos^2(\alpha)}{n^2 - 1} \Rightarrow \cos^2(\alpha) = z^2 - n^2(z^2 - 1).$$

Соответствующее расстояние

$$L = H \cdot \operatorname{ctg}(\alpha) = H \sqrt{\frac{\cos^2(\alpha)}{1 - \cos^2(\alpha)}} = \frac{H}{\sqrt{n^2 - 1}} \sqrt{\frac{z^2}{z^2 - 1} - n^2} = \frac{5\sqrt{39}}{7} H \approx 8 \text{ м.}$$



На главной оптической оси (ГОО) идеальной собирающей линзы с фокусным расстоянием F находится точечный монохроматический источник света S с длиной волны λ . Линзу разрезают на две одинаковые половинки, которые смещают параллельно исходным положениям (см. рис.) вдоль ГОО. Одна половинка (верхняя) оказывается на расстоянии $d_1 = 4F/3$ от источника, а другая (нижняя) – на расстоянии $d_2 = 2F$.

1) Найдите на каких расстояниях l_1 и l_2 от источника находятся его изображения в верхней и нижней половинках линзы.

Перпендикулярно ГОО размещают экран на некотором расстоянии L от источника. Диаметр исходной линзы равен D ($D \ll F$).

2) Опишите картину, которая наблюдается на экране при $L_1 = 3F$ и $L_2 = 6F$.

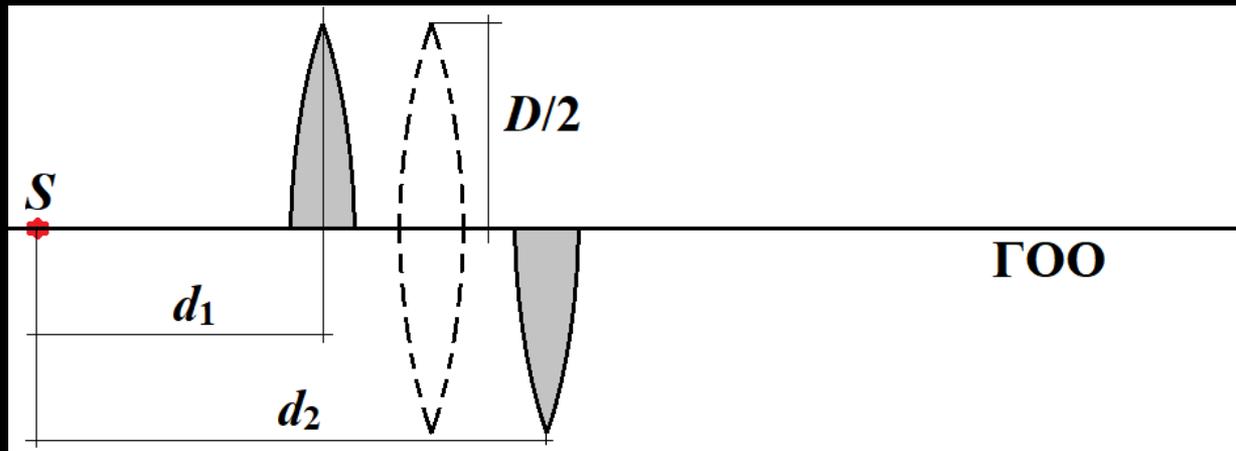
3) При каком расстоянии $L_3 > 2F$ на экране наблюдается изображение в форме круга?

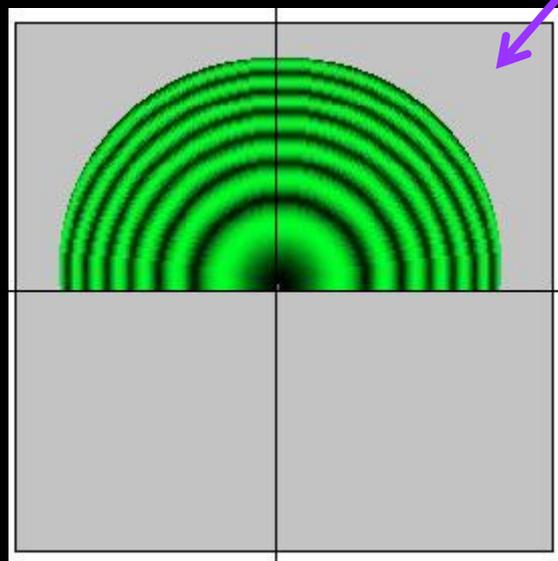
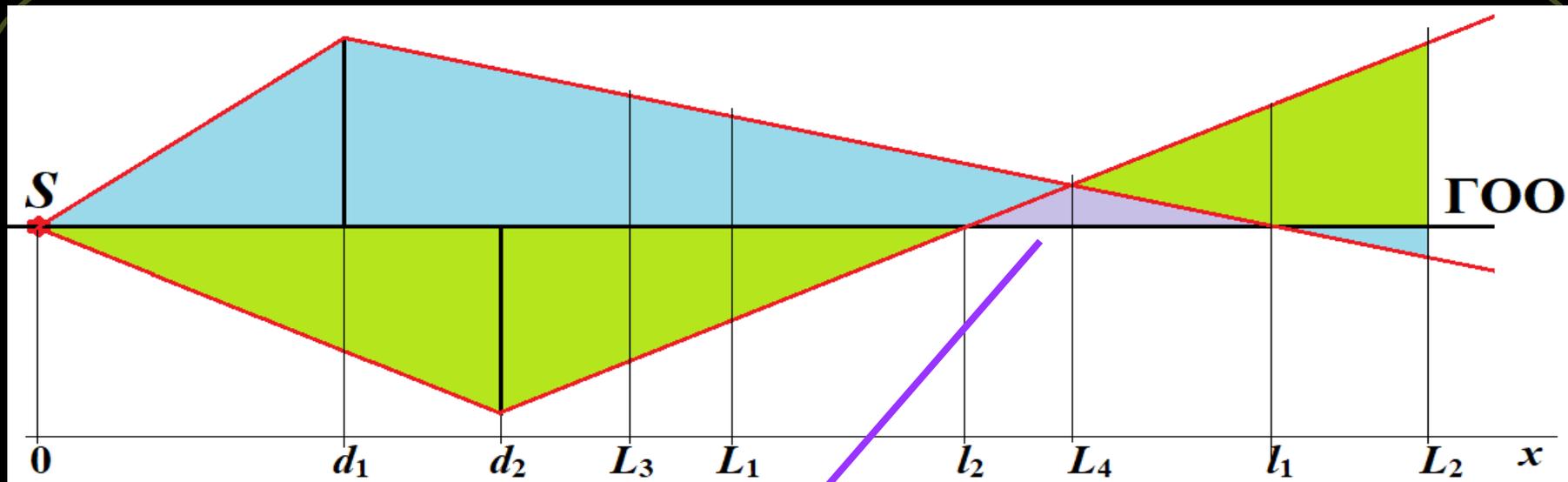
Экран закрепляют на расстоянии $L_4 = 40F/9$ от источника.

4) Опишите картину, которая наблюдается на экране, указав все характерные детали.

5) Пройдем из точки пересечения экрана ГОО вверх, до края наблюдаемой картины. Оцените, сколько на этом пути окажется интервалов, на которых освещенность экрана будет возрастать? Для оценки используйте значения: $F = 4$ м, $\lambda = 650$ нм, $D = 5$ см.

Считайте, что исходная линза была идеальной: она обладала свойством таутохронизма (лучи от одного источника, прошедшие через разные ее точки, достигают новой точки пересечения за одинаковое время) и при прохождении через ее фокус фаза световой волны скачком изменялась на π . Все лучи, не попадающие непосредственно от источника на полулинзы, обрезаются диафрагмами.





2	<p>Постулаты специальной теории относительности. Пространственно-временной интервал. Преобразования Лоренца. Парадоксы. Относительность одновременности. Замедление времени и сокращение длины. Энергия и импульс релятивистской частицы. Инварианты. Энергия покоя.</p>	
3	<p>Равновесное тепловое излучение (абсолютно чёрное тело). Закон смещения Вина. Гипотеза Планка о квантах. Фотоны. Энергия и импульс фотона. Давление света. Фотоэффект. Законы фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта. «Красная граница» фотоэффекта. Волновые свойства частиц. Волны де Бройля. Корпускулярно-волновой дуализм. Дифракция электронов на кристаллах. Эффект Комптона. Соотношение неопределённостей Гейзенберга.</p>	
	4. Заключительный этап олимпиады	Лазер, дифракционные решетки
4	<p>Строение атома. Планетарная модель атома Резерфорда. Постулаты Бора. Излучение и поглощение фотонов при переходе электрона в атоме между уровнями энергии. Виды спектров. Спектр уровней энергии атома водорода. Спонтанное и вынужденное излучение света. Лазер.</p>	
4	<p>Нуклонная модель ядра. Зарядовое и массовое числа. Изотопы. Радиоактивность. Альфа-распад. Электронный и позитронный бета-распад. Гамма-излучение. Закон радиоактивного распада. Дозиметрия. Энергия связи нуклонов в ядре. Ядерные силы. Дефект массы ядра. Ядерные реакции. Деление и синтез ядер. Ядерные реакторы.</p>	

**СПАСИБО
ЗА
ВНИМАНИЕ!**

