

площади выделенной на рисунке трапеции:

$$\Delta\varphi(r, R) = \frac{E(R) + E(r)}{2}(R - r) = \frac{vB}{2R}(R^2 - r^2),$$

причем потенциал верхнего конца проволоки больше, чем потенциал точки проволоки, прикрепленной к грузу.

9. Поскольку падающий на линзу, параллельно ее главной оптической оси, пучок света является узким, т.е. радиус пучка R много меньше фокусного расстояния F линзы, то после прохождения собирающей линзы все лучи этого пучка должны пройти через главный фокус F , находящийся за линзой. Если же линза рассеивающая, то выходящий из линзы пучок должен быть расходящимся, а продолжения выходящих из линзы лучей должны пересекаться перед линзой в ее главном фокусе. По условию задачи, диаметр r светового пучка на экране, стоящем за линзой, меньше R . Следовательно, используемая линза является собирающей, а экран может находиться либо ближе фокуса (на экран падает сходящийся пучок), либо дальше фокуса (падающий на экран пучок света является расходящимся). По условию задачи, после погружения линзы вместе с экраном в жидкость с показателем преломления n_1 диаметр светового пучка на экране не изменяется, а потому из двух рассмотренных случаев возможен лишь второй случай.

На рисунке 26 показано сечение линзы L и экрана \mathcal{E} плоско-стью, содержащей главную оптическую ось OF линзы.

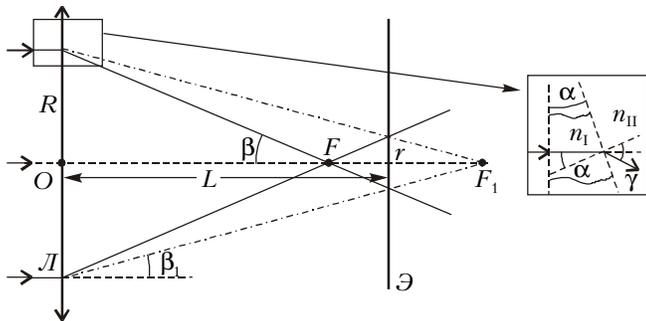


Рис. 26

Сплошными линиями показан ход двух крайних лучей пучка, выходящего из находящейся в воздухе линзы, а пунктиром изображены крайние лучи пучка, выходящего из линзы, погруженной в жидкость (эти лучи должны были бы пересечься в точке F_1 – главном фокусе линзы, находящейся в жидкости). Поскольку $R \ll F < F_1$, углы отклонения крайних лучей пучка после преломления в линзе (β – в случае, когда линза находилась в воздухе, и β_1 – в жидкости) малы.

В квадратной рамке на рисунке 26 изображен столь малый кусочек линзы, что часть его сферической поверхности практически неотличима от соприкасающейся с линзой в данном месте плоскости. Сплошной линией со стрелками показан ход падающего и выходящего из изображенного на рисунке кусочка линзы луча. По условию задачи, пучок падает нормально на плоскую поверхность линзы, поэтому внутри линзы лучи не изменяют своего направления, а испытывают преломление только на сферической поверхности. По закону преломления величины угла падения α и угла преломления γ на плоской границе двух однородных изотропных сред с абсолютными показателями преломления n_1 и n_{11} должны удовлетворять соотношению $\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_{11}}{n_1}$. Учитывая, что углы отклонения β и β_1 малы, в соответствии с соотношением $\gamma_i = \alpha + \beta_i$, можно записать

$$\beta = (n - 1)\alpha \text{ и } \beta_1 = (n/n_1 - 1)\alpha.$$

Обратившись к рисунку 26 и учитывая последнее замечание, получим

$$R = \beta F = \beta_1 F_1 \text{ и } k^{-1} = r/R = L/F - 1 = 1 - L/F_1,$$

где L – расстояние от линзы до экрана.

Отсюда найдем

$$\frac{\beta}{\beta_1} = \frac{(n-1)n_1}{n-n_1} = \frac{F_1}{F} = \frac{1+k}{k-1},$$

а потому искомый показатель преломления стекла линзы равен

$$n = \frac{2n_1}{1+k+(1-k)n_1}.$$

10. На рисунке 27 схематически показано расположение точечного источника S , экрана \mathcal{E}_1 с отверстиями O_1, O_2 и второго экрана \mathcal{E}_2 . Поскольку источник является точечным и посылает свет на два малых отверстия, в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля следует считать, что эти отверстия являются точечными вторичными когерентными источниками. Поэтому на втором экране должны наблюдаться две накладываются друг на друга интерференционные картины, соответствующие длинам волн λ_1 и λ_2 . Как известно, результат интерференции определяется разностью фаз налагающихся колебаний: при разности фаз, кратной 2π , будет наблюдаться интерференционный максимум, а при разности фаз, кратной нечетному числу π , – интерференционный минимум. В однородной изотропной среде разность фаз налагающихся колебаний однозначно определяется разностью хода приходящих в данную точку лучей. Поскольку отверстия в первом экране расположены симметрично относительно источника S , то вторичные источники O_1 и O_2 следует считать синфазными, а разность хода δ лучей, попадающих от этих источников в точку наблюдения A , как это видно из рисунка 27, равна

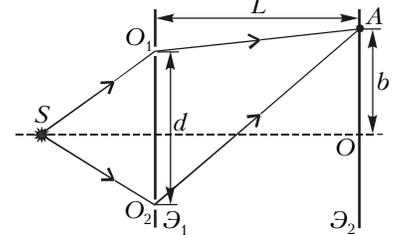


Рис. 27

$\delta = O_2A - O_1A$, где $O_1A = \sqrt{L^2 + (b-d/2)^2}$, $O_2A = \sqrt{L^2 + (b+d/2)^2}$. По условию задачи, $L = 70 \text{ см} \gg b = 5 \text{ см}$, поэтому, пользуясь формулой приближенного вычисления $\sqrt{1+\epsilon} \approx 1 + \epsilon/2$, справедливой при условии $\epsilon \ll 1$, разность хода δ с достаточной степенью точности можно вычислить следующим образом:

$$\delta = O_2A - O_1A, \text{ где } O_1A = \sqrt{L^2 + (b-d/2)^2},$$

$$O_2A = \sqrt{L^2 + (b+d/2)^2}.$$

По условию задачи, $L = 70 \text{ см} \gg b = 5 \text{ см}$, поэтому, пользуясь формулой приближенного вычисления $\sqrt{1+\epsilon} \approx 1 + \epsilon/2$, справедливой при условии $\epsilon \ll 1$, разность хода δ с достаточной степенью точности можно вычислить следующим образом:

$$\delta \approx \left(1 + 0,5 \left(\frac{b+d/2}{L} \right)^2 - 1 - 0,5 \left(\frac{b-d/2}{L} \right)^2 \right) L = \frac{bd}{L}.$$

В точке A должен иметь место интерференционный максимум для одной длины волны и интерференционный минимум для другой длины волны, поэтому должно выполняться соотношение

$$\delta = \frac{2n+1}{2}\lambda_1 = n\lambda_2.$$

Отсюда находим порядок интерференционного максимума для второй длины волны:

$$n = \frac{\lambda_1}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}$$

и искомое расстояние между отверстиями:

$$d \approx \frac{L\lambda_1\lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)b} \approx 4 \text{ мм}.$$