

Гипербола

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1 \text{ или } y^2 = \frac{b^2}{a^2} x^2 - b^2.$$

Распространение света в приближении геометрической оптики можно рассматривать с точки зрения минимальности времени, необходимого для прохождения луча между двумя точками. В терминах представленной задачи будем рассматривать распространение параллельных лучей вдоль оси  $x$  в направлении ее возрастания (см. рис.):

$$t(x_d) = t_{\text{media}} + t_{\text{vacuum}} = n \frac{x(y^2) - x_{-\infty}}{c} + \frac{\sqrt{(x_d - x(y^2))^2 + y^2}}{c}.$$

Для описания  $x(y^2)$  выберем отрицательную ветвь гиперболы:

$$x(y^2) = -\sqrt{\left(\frac{a}{b}\right)^2 y^2 + a^2}.$$

Обозначим также  $(a/b)^2 = \lambda^2$ . В таких обозначениях

$$t(x_d)c = -n\left(\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2} + x_{-\infty}\right) + \sqrt{\left(x_d + \sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2}\right)^2 + y^2} =$$

$$-const - n\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2} + \sqrt{x_d^2 + [\lambda^2 + 1]y^2 + a^2 + 2x_d\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2}}.$$

Точка, в которой будут фокусироваться все лучи, соответствует условию параметрической независимости  $t(x_d)$  от  $y$ . Следовательно, должно выполняться условие  $\frac{\partial t(x_d)}{\partial y} = 0$ :

$$\frac{\partial t(x_d)}{\partial (y^2)} c = -n \frac{\lambda^2}{2\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2}} + \frac{[\lambda^2 + 1] + x_d \frac{\lambda^2}{\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2}}}{2\sqrt{x_d^2 + [\lambda^2 + 1]y^2 + a^2 + 2x_d\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2}}} = 0.$$

Оно должно выполняться при любых  $y$ , в том числе и для  $y=0$ :

$$-n\lambda^2 + \frac{[\lambda^2 + 1]a + \lambda^2 x_d}{x_d + a} = 0 \Leftrightarrow n\lambda^2(x_d + a) = [\lambda^2 + 1]a + \lambda^2 x_d \Leftrightarrow$$

$$x_d \lambda^2 (n-1) = a[1 - \lambda^2 (n-1)]$$

$$\text{Окончательно получаем: } x_d = a \frac{1 - \lambda^2 (n-1)}{\lambda^2 (n-1)}. \quad (1)$$

$$\text{Эксцентриситет по определению: } \varepsilon = \frac{\sqrt{a^2 + b^2}}{a} = \frac{\sqrt{\lambda^2 + 1}}{\lambda}.$$

Положение положительного фокуса определяется выражением  $F_2 = a\varepsilon$ .

Вычислим  $n$  при условии, что  $x_d = F_2$ :

$$x_d = a \frac{\sqrt{\lambda^2 + 1}}{\lambda} = a \frac{1 - \lambda^2 (n-1)}{\lambda^2 (n-1)} \Leftrightarrow$$

$$\lambda(n-1)\sqrt{\lambda^2 + 1} = 1 - \lambda^2 (n-1) \Leftrightarrow$$

$$\lambda^2 (n-1)^2 (\lambda^2 + 1) = 1 + \lambda^4 (n-1)^2 - 2\lambda^2 (n-1) \Leftrightarrow$$

$$\lambda^2 (n-1)^2 = 1 - 2\lambda^2 (n-1) \Leftrightarrow$$

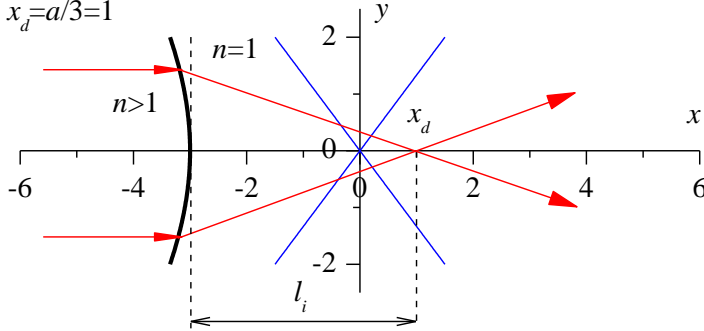
$$\lambda^2 (n-1)^2 + 2\lambda^2 (n-1) + \lambda^2 = \lambda^2 + 1 \Leftrightarrow n = \frac{\sqrt{\lambda^2 + 1}}{\lambda} = \varepsilon.$$

Что и требовалось доказать.

Рассмотрим пример:

$$\lambda = 3/4, a = 3, b = 4, n = 7/3$$

$$x_d = a/3 = 1$$



В этом примере  $\varepsilon = 5/3$ ,  $F_2 = 5$ .

Для  $l_i$ , расстояния от вершины гиперболы до точки фокусировки лучей, равного 4, т.е.  $x_d = a/3 = 1$ .

Можно рассчитать показатель преломления, пользуясь (1):

$$\lambda^2 (n-1) = 3[1 - \lambda^2 (n-1)] \Leftrightarrow \lambda^2 (n-1) = 3/4 \Leftrightarrow 9/16 \cdot (n-1) = 3/4 \Leftrightarrow n = 4/3 + 1.$$

Рассчитаем теперь для трех лучей длину оптического хода до точки фокусировки:

$$l_{y=0} = 4, x_{cross} = -3,$$

$$l_{y=1} = 3.997303, x_{cross} = -\frac{3}{4}\sqrt{17} = 3.09233,$$

$$l_{y=2} = 3.965234, x_{cross} = -\frac{3}{2}\sqrt{5} = 3.3541.$$

Легко видеть, что соотношения выполняются приближенно, только для лучей при малых  $y$ .

Это происходит вследствие того, что в выражении

$$\Delta l(x_d) = \Delta t(x_d)c = -n\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2} + \sqrt{x_d^2 + [\lambda^2 + 1]y^2 + a^2} + 2x_d\sqrt{\lambda^2 y^2 + a^2}$$

невозможно, в общем случае, избежать явной зависимости от  $y$ .

Я полагаю, что приведенные соображения не вполне верны. Напомню наш расчет:

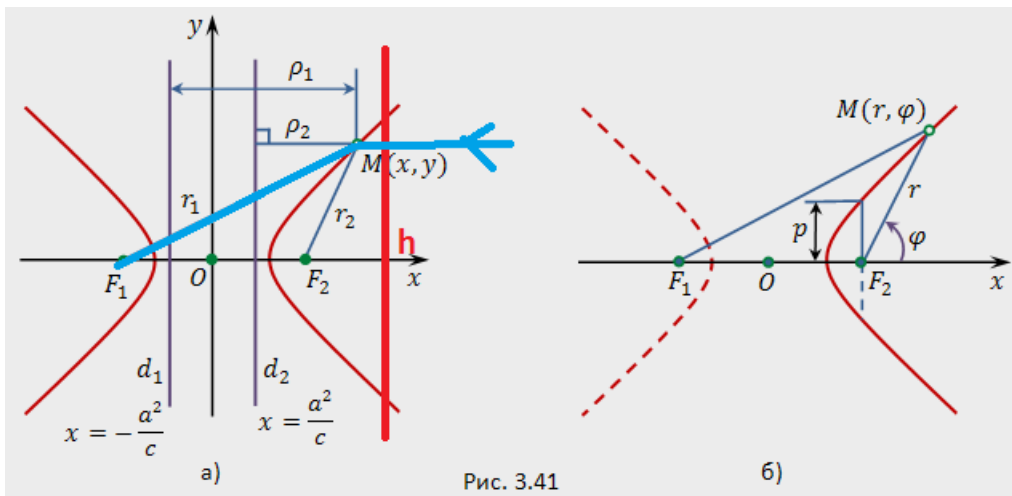


Рис. 3.41

Если луч затрачивает одинаковое время на прохождение линза+воздух до фокуса F1,  
то:

$$r_1 + \left( h + \frac{a^2}{c} - \rho_1 \right) n = c + a + (h - a)n$$

Выражаем отсюда n, и поскольку

$$\frac{r_1}{\rho_1} = e$$

И  $c=ea$

Получаем  $n=e$ .

Здесь нет никаких приближений и ограничений на значение  $u$ . Показатель преломления просто равен эксцентриситету при любых  $u$ . Расхождения в последних приведенных Вами расчетах, как я подозреваю, могли возникнуть из-за того, что в сложной формуле «набежала» итоговая погрешность вычислений. Ограничений на  $u$  накладываться не должно. Помните Ваш первоначальный расчет? Там все прекрасно сходилось при любых  $u$ . А то, странно получается: исходили из параметрической независимости от  $u$  и вдруг – только при малых  $u$ .