

# Оптика колбы

**В. ДРОЗДОВ**

СТЕКЛЯННЫЕ КОЛБЫ ШИРОКО ПРИМЕНЯЮТСЯ В ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТАХ – например, по термодинамике. Однако интересно использовать колбу и как оптический прибор.

Попытаемся «поймать» в фокус солнечные лучи пустой колбой. Ничего не получится – колба действует как рассеивающая линза. Теперь наполним колбу водой – она уже работает как собирающая линза и позволяет сфокусировать солнечные лучи. Попробуем объяснить результаты этих опытов.

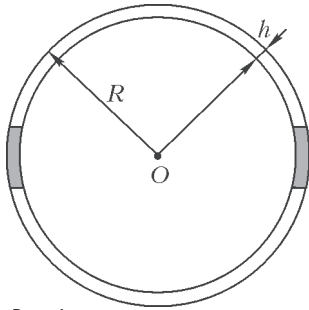


Рис. 1

Колба, с которой проводился наш эксперимент, в основной своей части имеет форму сферы с внешним радиусом  $R = 50$  мм и толщиной стенок  $h = 1$  мм. Примем, что показатель преломления стекла равен  $n_c = 1,5$ .

Пустая колба представляет собой оптическую систему, состоящую из двух тонких линз, разделенных расстоянием  $2R$  (рис.1). Оптическая сила каждой линзы равна

$$D = (n_c - 1) \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R-h} \right) = -(n_c - 1) \frac{h}{R(R-h)}.$$

Так как  $h \ll R$ , то правомерно считать, что

$$D = -\frac{(n_c - 1)h}{R^2}.$$

Соответственно, модуль фокусного расстояния одной линзы равен

$$|F| = \frac{R^2}{(n_c - 1)h}.$$

Легко видеть, что  $|F| \gg 2R$ . Поэтому, в первом приближении, можно суммировать оптические силы двух линз, как будто они расположены вплотную. Тогда оптическая сила  $D_k$  колбы, т.е. системы двух тонких линз, будет равна

$$D_k = 2D = -\frac{2(n_c - 1)h}{R^2}. \quad (1)$$

Теперь понятно, почему пустая колба рассеивает световые лучи:  $D_k < 0$ .

Следующим шагом вычислим оптическую силу  $D_{ш}$  водяного шара радиусом  $R$  (на самом деле, радиусом  $R - h$ , но  $h \ll R$ ). Рассмотрим луч, идущий вблизи одной из главных оптических осей шара параллельно ей (рис.2). Место пересечения вышедшего из шара луча и оси – точка  $C$  – и есть фокус шара. Параксиальность лучей гарантирует нам, что углы  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  будут малыми, т.е. значительно меньшими одного радиана. По закону преломления света в точках  $A$  и  $B$  имеем соответственно

$$\sin \alpha = n_b \sin \beta, \quad n_b \sin \beta = \sin \gamma,$$

где  $n_b = 4/3$  – показатель преломления воды. Отсюда получаем

$$\gamma = \alpha.$$

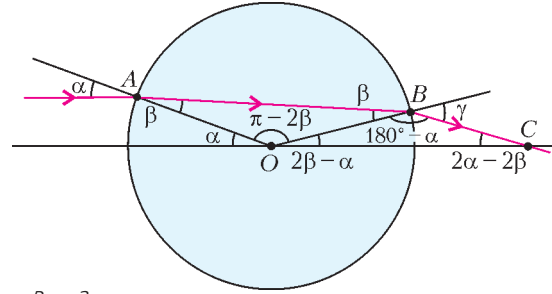


Рис. 2

Применим к треугольнику  $OBC$  теорему синусов:

$$\frac{OC}{\sin(180^\circ - \alpha)} = \frac{R}{\sin(2\alpha - 2\beta)}$$

и найдем фокусное расстояние шара:

$$F_{ш} = OC = \frac{R \sin \alpha}{\sin(2\alpha - 2\beta)}.$$

Так как синус малого (в радианной мере) угла можно заменить самим углом, окончательно получим

$$F_{ш} = \frac{R\alpha}{2(\alpha - \beta)} = \frac{Rn_b\beta}{2(n_b\beta - \beta)} = \frac{Rn_b}{2(n_b - 1)}.$$

Факт отсутствия в этой формуле угла  $\beta$  говорит о том, что все параксиальные лучи собираются в одной точке  $C$ , т.е. мы нашли действительно фокус. Соответственно, оптическая сила водяного шара будет равна

$$D_{ш} = \frac{2(n_b - 1)}{Rn_b}. \quad (2)$$

Вернемся теперь к нашей колбе. Наполненная водой колба является весьма непростой для расчета оптической системой, последовательно состоящей из тонкой рассеивающей линзы, толстой собирающей линзы (шара) и второй тонкой рассеивающей линзы. Однако громоздких выкладок можно избежать. И вот как.

Из формул (1) и (2) найдем отношение модуля оптической силы пустой колбы и оптической силы водяного шара:

$$\frac{|D_k|}{D_{ш}} = \frac{n_b(n_c - 1)h}{n_b - 1} \frac{1}{R}.$$

Для нашей экспериментальной колбы числовой расчет дает

$$\frac{|D_k|}{D_{ш}} = 0,04, \text{ т.е. } |D_k| \ll D_{ш}.$$

Так что действительно не стоит удивляться тому, что оптически «положительный» водяной шар доминирует над оптически «отрицательной» стеклянной оболочкой, в которую он заключен, и наполненная водой колба фокусирует солнечные лучи, действуя как собирающая линза.