

### § 5. Приближение параксиальной оптики

Поскольку физика по своей сути — наука экспериментальная, в ней почти всегда получаются приближенные результаты. Тому много причин: неточности измерительной аппаратуры, эмпирический характер используемых законов, неточность вычислительных приборов и т.д. Учитывая все это, физики иногда уже сами исходные формулы сознательно записывают в приближенном виде. Это здорово облегчает им жизнь, упрощает вычисления и экономит время. Давайте рассмотрим одно из таких полезных упрощений. Называется оно *приближением параксиальной оптики*, а суть его заключается в том, что рассматриваются только те лучи, которые на своем пути незначительно отклоняются от оптической оси системы<sup>1</sup>. При этом угол между оптической осью и падающим лучом света настолько мал, что можно считать

$$\cos \varphi \approx 1, \quad \text{а} \quad \operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi \approx \varphi.$$

Здесь  $\varphi$  выражен в радианах. Например, закон Снелла в параксиальном приближении выглядит предельно просто:

$$n_1 \varphi_1 = n_2 \varphi_2. \quad (5.1)$$

**Задача 5.1.** Луч света падает из воздуха на невозмущенную водную поверхность под углом  $\varphi = 10^\circ$ . Найти угол преломления по точной формуле (1.2) и приближенной (5.1). На сколько процентов приближенный результат отличается от точного? Для воды  $n = 4/3$ .

**Решение.** Согласно (1.2)  $\sin \varphi_2 = \sin \varphi_1 / n$ , откуда следует, что по точной

---

<sup>1</sup> Оптическая ось системы — это общая ось всех входящих в систему линз и зеркал. Главная оптическая ось линзы — это прямая, проходящая через центры кривизны преломляющих поверхностей.



$$\delta = 2\psi_3. \quad (6.3)$$

Подстановка (6.3) в (6.2) дает:  $\varphi_2 = \alpha + \frac{\delta}{2} \Rightarrow \delta = 2(\varphi_2 - \alpha)$ .

Подставим последнее выражение в (6.1):

$$2(\varphi_2 - \alpha) = \varphi_1 + \varphi_2 \Rightarrow \varphi_2 - \varphi_1 = 2\alpha \quad (6.4)$$

Смотрите! Если зафиксировать точку  $M_1$  на зеркале, то угол  $\alpha$  тоже окажется фиксированным. Если теперь смещать источник  $S$  вдоль оси  $x$ , то углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  будут изменяться, но их разность окажется неизменной. В пределе, при удалении  $S$  влево на бесконечно большое расстояние угол  $\varphi_1$  обратится в ноль, а  $\varphi_2 = 2\alpha$ .

Заметим, что в приближении параксиальной оптики расстояние  $h$  от точки  $M_1$  до оси  $x$  мало, т.е.  $h \ll R$ , где  $R$  — радиус сферического зеркала. Следовательно, можно записать приближенные равенства:

$$\varphi_1 \approx \frac{h}{a}, \quad \varphi_2 \approx \frac{h}{b}, \quad \alpha \approx \frac{h}{R}.$$

Их подстановка в (6.4) даст:  $\frac{h}{b} - \frac{h}{a} = 2\frac{h}{R}$ .

После сокращения на  $h$  получим  $\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{2}{R}$ .

В силу произвольности выбора точки  $M_1$  легко сделать вывод, что пучок параллельных лучей, распространяющихся вдоль оптической оси, соберется в точке  $F$ , отстоящей от центра сферы на расстояние  $R/2$ , и называемой *фокусом* сферического зеркала. Обозначим это расстояние символом  $F$ . Итак,

$$F = \frac{R}{2}, \quad (6.5)$$

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{F}. \quad (6.6)$$

Плоскость, перпендикулярная главной оптической оси  $x$  и отстоящая от поверхности сферического зеркала (и центра сферы) на расстояние  $R/2$ , называется *фокальной плоскостью*.

**Задача 6.1.** Показать, что в приближении параксиальной оптики пучок параллельных лучей, наклоненных к оптической оси под углом  $\varphi_1$ , стягивается в точку на фокальной плоскости.

**Решение.** Из рис. 6.2 видно, что расстояние вдоль оси  $y$  между лучами 1 и 2

$$\Delta h \approx \alpha_1 R - \alpha_2 R = R(\alpha_1 - \alpha_2).$$

Продолжение отраженного луча 1 составит с осью  $x$  угол

$$\psi_1 = (\alpha_1 - \varphi_1) \cdot 2 + \varphi_1 = 2\alpha_1 - \varphi_1.$$

Для луча 2 можно по аналогии написать  $\psi_2 = 2\alpha_2 - \varphi_1$ . Угол  $\Delta\psi$ , под которым сходятся продолжения отраженных лучей 1 и 2, равен:

$$\Delta\psi = \psi_1 - \psi_2 = 2(\alpha_1 - \alpha_2).$$

Следовательно, лучи пересекутся на рас-

$$\text{стоянии } x \approx \frac{\Delta h}{\Delta\psi} = \frac{R(\alpha_1 - \alpha_2)}{2(\alpha_1 - \alpha_2)} = \frac{R}{2}$$

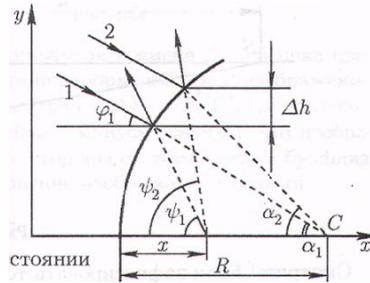


Рис. 6.2

от поверхности зеркала. Т.к. результат не зависит от выбора углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , задачу можно считать решенной.

Используя приближение парапаксиальной оптики, мы получили удобные формулы для построения изображений точечных источников в выпуклых сферических зеркалах.

Несложно обобщить полученные результаты на случай вогнутых сферических зеркал (см. рис. 6.3):

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 2\alpha, \text{ или с учетом (6.5)}$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F}.$$

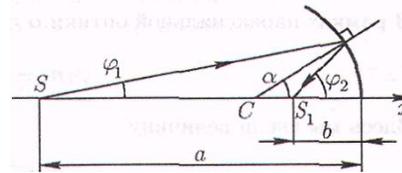


Рис. 6.3

Замечательно то, что подобного рода формулы получаются и для линз.