

# 光 学 与 激 光

工程物理方法

[美] M. 杨 著

霍崇儒 初桂荫 陈玉玲 译

科 学 出 版 社

1 9 8 2

## 内 容 简 介

这是一本近代的应用光学书，内容涉及经典的几何光学和波动光学，激光，全息和相干光。在叙述时，作者着重问题的物理原理方面，而避免不必要的数学细节。所论述的每一个专题在光学设计方面都具有实际的工程价值。

本书适用于实验物理工作者和工程师，也可供高等学校的师生参考。

M. Young

OPTICS and LASERS

*An Engineering Physics Approach*

Springer-Verlag, 1977

## 光 学 与 激 光

工程物理方法

[美] M. 杨 著

霍崇儒 初桂荫 陈玉玲 译

责任编辑 刘海龄

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院开封印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经销

\*

1982年8月第一版 开本：787×1092 1/32

1982年8月第一次印刷 印张：7 3/4

印数：0001—9,000 字数：171,000

统一书号：13031·1934

本社书号：2619·13—3

定价：1.20元

# 目 录

## 序言

|                        |        |
|------------------------|--------|
| 1. 光线光学 .....          | ( 1 )  |
| 1.1. 反射和折射 .....       | ( 1 )  |
| 折射 .....               | ( 1 )  |
| 折射率 .....              | ( 1 )  |
| 反射 .....               | ( 3 )  |
| 全内反射 .....             | ( 3 )  |
| 反射棱镜 .....             | ( 5 )  |
| 1.2. 成象 .....          | ( 6 )  |
| 球面 .....               | ( 6 )  |
| 物-象关系 .....            | ( 8 )  |
| 符号规则 .....             | ( 10 ) |
| 透镜方程 .....             | ( 10 ) |
| 透镜和成象的分类 .....         | ( 14 ) |
| 球面反射镜 .....            | ( 15 ) |
| 厚透镜 .....              | ( 16 ) |
| 成象作图 .....             | ( 18 ) |
| 放大率 .....              | ( 19 ) |
| 透镜方程的牛顿形式 .....        | ( 22 ) |
| 拉格朗日不变量 .....          | ( 22 ) |
| 象差 .....               | ( 23 ) |
| 2. 光学仪器 .....          | ( 25 ) |
| 2.1. 眼睛(可视为光学仪器) ..... | ( 25 ) |
| 2.2. 基本照相机 .....       | ( 29 ) |

# 1. 光线光学

## 1.1. 反射和折射

在这一章里我们把光束视为沿直线传播的光线，只是在不同材料的交界面处，光线才偏折或折射。在揭示出光的波动性之前，光线光学被认为是完美无缺的，并导致了与透镜光学和光学仪器有关的有用结果。

**折射** 当光线以某一角度穿过两个透明介质之间的光滑界面时，它便折射。**折射率**  $n$  是表征每种介质的一个有用参数，它描述界面处折射的程度。把空气（确切地说是自由空间）的折射率取为 1。 $n$  是一个便于由实验测定的参数。现在我们知道， $n$  的物理意义是真空中光速与介质中光速的比值。

假设图 1.1 中的光线是在界面  $O$  点入射的，无论入射光线相对于表面倾斜程度如何，它都按下面的条件折射

$$n \sin i = n' \sin i' \quad (1.1)$$

$n$  是第一种介质的折射率， $n'$  是第二种介质的折射率。入射角  $i$  是入射线与表面法线之间的夹角；折射角  $i'$  是折射线与该法线之间的夹角。方程 (1.1) 称为**折射定律**或**斯涅耳定律**。

**折射率** 大多数普通的光学材料在可见光谱区域是透明的，该区域波长范围从 400 到 700 nm，这些材料通常对于比 200 nm 更短的波长显出强烈的吸收。

材料的折射率与波长有关，一般地是随波长变短而稍有

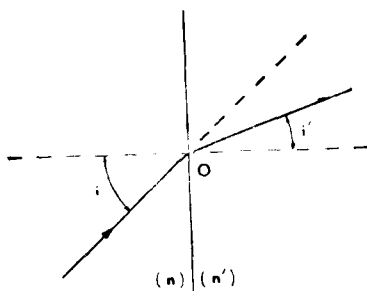


图 1.1 界面上的折射

增加。(接近 200 nm 的吸收边界, 玻璃的折射率急剧地增加)。这种现象称为色散。图 1.2 中绘出了几种普通材料的色散曲线。借助棱镜, 色散现象可以用来显示光谱。色散也使透镜的性质随波长的不同而发生变化; 这是我们不希望的。

光学玻璃一般是用折射率  $n$  (见表 1.1) 和色散 $\nu$  来表示的。色散为

$$\nu = \frac{n_F - n_C}{n_D - 1} \quad (1.2)$$

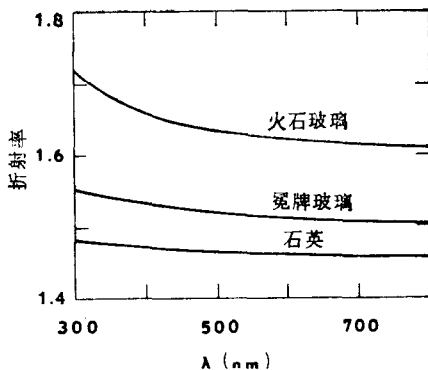


图 1.2 几种材料的折射率与波长的关系

\* 有些书称  $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$  的倒数  $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$  为平均色散系数或阿贝系数。

——译者注

表 1.1 各种光学材料的折射率

| 材 料        | 折 射 率<br>$n_D$ | 材 料      | 折 射 率<br>$n_D$ |
|------------|----------------|----------|----------------|
| 空 气        | 1.0003         | 氯化钠      | 1.54           |
| 水          | 1.33           | 轻火石玻璃    | 1.57           |
| 甲 醇        | 1.33           | 二硫化碳     | 1.62           |
| 乙 醇        | 1.36           | 中火石玻璃    | 1.63           |
| 氟化镁        | 1.38           | 重火石玻璃    | 1.66           |
| 熔石英        | 1.46           | 蓝宝石      | 1.77           |
| 派热克斯玻璃     | 1.47           | 超重火石玻璃   | 1.73           |
| 苯          | 1.60           | 最重火石玻璃   | 1.89           |
| 二甲苯        | 1.50           | 硫化锌(薄膜)  | 2.3            |
| 冕牌玻璃       | 1.52           | 二氧化钛(薄膜) | 2.4~2.9        |
| 加拿大树胶(粘合剂) | 1.53           |          |                |

$n_F$ 、 $n_D$  和  $n_C$  分别是短、中和长(蓝、黄、红)三个特定波长\*上的折射率。

**反射** 某些高度抛光的金属表面和其他界面能够反射照射在这些表面上所有的或几乎所有的光。此外，普通的透明玻璃使入射光的百分之几反射，而使其余部分透射。

图 1.3 画出一个反射表面，入射角是  $i$ ；反射角是  $i'$ 。实验表明，除极少数特殊情况外，入射角和反射角是相等的。本书中规定如图所示， $i$  是正的，即如果一个锐角从法线到光线是逆时针张开的，则  $i$  是正的。 $i'$  的符号显然与  $i$  相反。因此我们把反射定律写为

$$i' = -i \quad (1.3)$$

**全内反射** 这里我们考虑一束从高折射率一侧射向界面的光线，例如从玻璃到空气（不是空气到玻璃），这称为内反射。折射定律表明此时入射光穿过界面时，会向远离法线的

\*  $F$ 、 $D$ 、 $C$  是夫琅和费线的名称，见表 3.2。——译者注

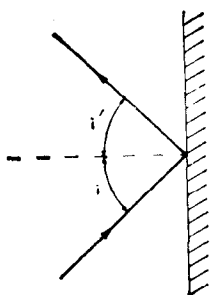


图 1.3 界面上的反射

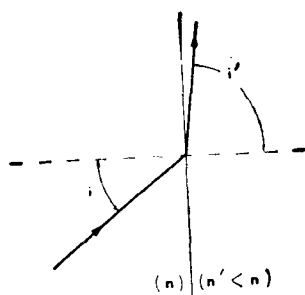


图 1.4 接近临界角的折射

方向偏折(图 1.4)。这样,将存在某一入射角,当光线以该角入射时,折射光恰好平行于界面。在这种情况下, $i' = 90^\circ$ ,所以折射定律变为

$$n \sin i_c = n' \sin 90^\circ \quad (1.4)$$

式中  $i_c$  称为临界角。因为

$$\sin 90^\circ = 1$$

所以

$$\sin i_c = \frac{n'}{n} \quad (1.5)$$

如果  $i > i_c$ , 那么  $n' \sin i' > n'$ , 也就是说折射定律要求  $\sin i'$  大于 1。因为这是不可能的,所以我们只能认为,在这种情况下,没有折射光线。但是,光又不能这样简单地消失,料定它是全部被反射了;事实果然如此。这种现象称为全内反射,它发生在

$$i > \sin^{-1}(n'/n) \quad (1.6)$$

自然,反射光遵守反射定律。

对于一个典型的玻璃-空气界面,  $n = 1.5$ ; 临界角约为  $42^\circ$ 。因此,具有全反射性能的玻璃棱镜常可以作入射角约为  $45^\circ$  的反射镜来用。

**反射棱镜** 反射棱镜有很多不同类型。最普通的是其截面成等腰直角三角形的棱镜。图 1.5 就是把这种棱镜当作平面反射镜使用。如果与光线垂直的那个棱镜面上镀有消反射膜(见第 5 章),那么这种棱镜与镀有金属层的反射镜相比,其优点在于,前者的反射率可接近 100%。而且,棱镜的性质长时间不变。与此相反,金属反射镜却会氧化,也易被划伤。除极强的激光束之外玻璃棱镜可以经久耐用。

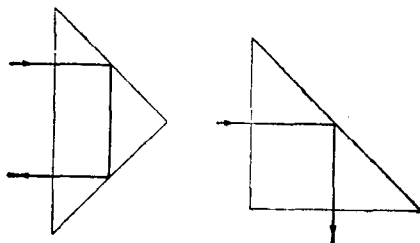


图 1.5 反射棱镜

在成象系统中,必须将这些棱镜用于准直光束中,以避免对光学象造成形变。

图 1.5 说明同一棱镜用于把光束按原入射方向反回的情况。这样使用的棱镜常称为**泡罗棱镜**或**屋脊棱镜**。作为习题,留待证明的是只要入射光线位于垂直棱镜面的平面内,反射光总与入射光平行。

**隅角反射镜**或**后向反射镜**有三个彼此垂直相交的棱,其相交的方式如同立方体的各棱边成直角交于隅角上一样。这种棱镜是一种广义的屋脊棱镜,而且不管入射光的取向如何,它都能把光平行于自身地反射回去。对着隅角反射镜看的观察者,在该反射镜的中心只能看到自己眼睛的瞳孔。

**习题** 两个平面反射镜互成  $\alpha (< 180^\circ)$  角。光线对一个反射镜的入射角是  $\alpha$ ,射到第二个反射镜时,入射角是  $b$ 。求入射线与出射线之



间的夹角  $\delta$ 。并证明  $\delta$  与  $\alpha$  无关。 $\delta$  称为光线的偏向角, 因为偏向角不依赖于  $\alpha$ , 所以这两个反射镜称为恒偏向系统。

进一步证明玻璃棱镜是一个恒偏向系统, 特别是  $90^\circ$  的屋脊棱镜有  $180^\circ$  的恒偏向角。

## 1.2. 成 像

**球面** 因为简单透镜一般都是由两个球面的玻璃片组成的, 所以有必要研究单个折射球面的性质\*。

我们感兴趣的是单个折射球面的成像性质。如图 1.6 所示, 假定有一亮点  $A$  并规定一个沿  $AC$  的轴; 点  $C$  是球面中心。研究一条与球面交于  $P$  点的光线  $AP$ 。我们关心的是这条光线与轴的交点  $A'$ 。

在进一步分析之前, 必须建立一种符号规则。当然, 这一规则的选取具有任意性, 但一经选定就必须遵守。初看起来,

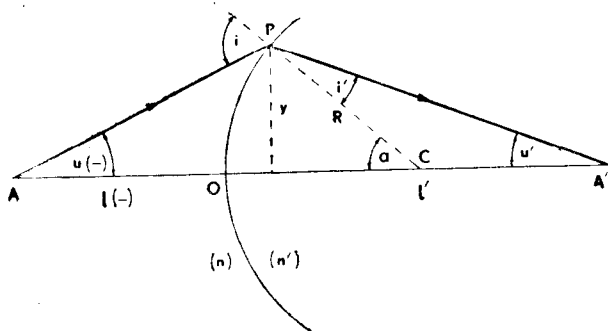


图 1.6 折射球面

\* “透镜”一词英语是“lens”因为一般透镜有两个球面, 所以在研究其中一个球面的成像时, 作者称该折射球面为“len”, 如同“lens”是它的复数一样。但按习惯术语, 还是称它“折射球面”较好。——译者注

这种规则相当复杂。这样做的部分原因是使规则具有普遍适用性；以使对球面反射镜也不必再建立特殊的规则。

首先，设想笛卡尔坐标系的原点为  $O$ 。距离由  $O$  点算起。从  $O$  点向右测得的距离为正，从  $O$  点向左测得的距离为负。例如， $OA'$  和  $OC$  是正的，而  $OA$  是负的。与此类似，在轴的上方测得的距离为正，在轴的下方为负。这是我们的第一个符号规则。

现在对诸如  $\angle OAP$  或  $\angle OA'P$  来建立符号规则。我们根据三角学来规定其符号。例如， $\angle OAP$  的正切近似地是

$$\tan \angle OAP \cong y/OA \quad (1.7)$$

式中  $y$  是  $P$  点与轴之间的距离。根据前面的规则， $y$  是正的，而  $OA$  是负的。这样  $\tan \angle OAP$  是负值，则  $\angle OAP$  也是负。同样地， $\angle OA'P$  和  $\angle OCP$  均应为正。

这是第二个符号规则。一种等价的说法是相对于轴顺时针方向张开的角(如  $\angle OA'P$ )定义为正，反之为负。但最简单的还是记住如图 1.6 所示的  $\angle OAP$  为负。

最后研究入射角和折射角，如  $\angle CPA'$ 。像在图 1.6 中所表明的那样，把  $\angle CPA'$  定义为正是最方便的。这一规则在说明图 1.3 时已经指出。如果入射角或折射角相对于法线(现在球面半径是法线)是逆时针张开的，则规定为正。

可惜，当这最后一个规则以这种方式表达时，它将与有关光线与轴的交角(如  $\angle OAP$ )的符号规则不同。最好还是记住在图 1.6 中所有重要角的符号。只有  $\angle OAP$  是负的。

现在让我们对图 1.6 中的一些重要的量赋予符号。点  $A'$  在点  $O$  右侧，相距  $l'$ 。该光线在  $A'$  与轴交成角  $u'$ 。通过  $P$  点的半径  $R$  与轴交成  $\alpha$  角。入射角与折射角分别为  $i$  和  $i'$ 。

必须注意  $OA$  和  $\angle OAP$  的符号。按上述符号规则，它们都是负的。这一点在图 1.6 中以括号中的负号来表明。以后

会发现,在单纯基于几何的推导之后,必须检查我们的公式并把代数值为负值的所有量都赋予负号。这是因为在普通的几何学中没有使用我们的符号规则。为使我们的公式在代数上和数值上都是正确的,我们必须像已经指出的那样,通过适当地改变一些量的符号来引进符号规则。

**物-象关系** 现在对给定的几何关系找出量  $l$  和  $l'$  之间的关系。首先把角  $u$  和  $i$  与角  $\alpha$  联系起来。三角形  $PAC$  中的三个角是  $u, \alpha$  和  $\pi - i$ 。因为这些角的和一定是  $\pi$ , 所以有

$$u + \alpha + (\pi - i) = \pi \quad (1.8)$$

或者

$$i = \alpha + u \quad (1.9a)$$

同样地

$$i' = \alpha - u' \quad (1.9b)$$

现在采取傍轴近似是很方便的,也就是使光线  $AP$  保持充分靠近轴,角  $u, u', i$  和  $i'$  都相当小,以致它们的正弦或正切可用函数自变量代替,即

$$\sin \theta = \tan \theta = \theta \quad (1.10)$$

式中  $\theta$  是以弧度来测量的。

因为要画出那些与轴近乎相重的光线是困难的,所以我们保持水平轴不变而把垂直的单位长度扩展之后重新画出图 1.6, 结果如图 1.7 所示。垂直轴伸展的非常多,以致球面看成平面。此外,因为仅扩展了一个轴,所以所有的角都大大地畸变了,并且可以仅借助它们的正切来讨论。例如,在傍轴近似中,有

$$u = y/l \quad (1.11a)$$

和

$$u' = y/l' \quad (1.11b)$$

注意到一些大的角是畸变了。虽然半径垂直于表面,但在傍

轴近似中,好象并不垂直。

回到所研究的问题,在傍轴近似中,折射定律是

$$ni = n'i' \quad (1.12)$$

据此写出

$$n(\alpha + u) = n'(\alpha - u') \quad (1.13)$$

因为  $OC = R$ , 故可将  $\alpha$  写成

$$\alpha = y/R \quad (1.14)$$

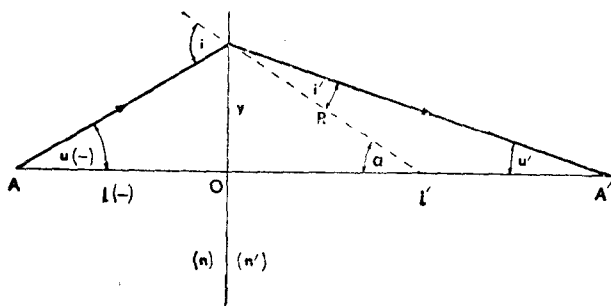


图 1.7 傍轴近似中的球形折射面

因此最后的方程变为

$$n\left(\frac{y}{R} + \frac{y}{l}\right) = n'\left(\frac{y}{R} - \frac{y}{l'}\right) \quad (1.15)$$

每项的公因子是  $y$ , 故可以消掉。把这一关系式重写为

$$\frac{n'}{l'} + \frac{n}{l} = \frac{n' - n}{R} \quad (1.16)$$

现在,还没有提到符号规则。推导上述方程只是基于几何学。根据符号规则,除  $l$  是负的外,方程中的其余各项都是正的。因此,为使方程在代数上是正确的,必须改变含  $l$  项的符号。改变符号后的方程是

$$\frac{n'}{l'} - \frac{n}{l} = \frac{n' - n}{R} \quad (1.17)$$

并称它为球面折射方程。

球面折射方程与  $y$  无关。于是，在傍轴近似中来自  $A$ （并射在表面上）的每一条光线都在  $A'$  处与轴相交。因此把  $A'$  称为  $A$  的象。  $A$  和  $A'$  称为一对共轭点，而物距  $l$  和象距  $l'$  称为共轭距。

如果不取傍轴近似，象点对  $y$  的依赖性不能忽略，射向透镜其  $y$  值较大的光线将不会准确地与轴相交于  $A'$  处。由于对  $y$  的依赖性很小，我们将仍然称  $A'$  为象点。如果并非所有的几何光线都在  $A'$  附近的一个特定的范围内与轴相交，那么就象产生了象差。

**符号规则** 关于代数表示式中的符号，要提醒一句：由于我们采取的符号规则只是基于几何学的推导，对于给定的项不一定得出正确的符号。改正这一缺陷的方法有两种。第一种是在每个负量记号的前面都赋予负号，这对一般使用来说，太麻烦也显得混乱；我们采取第二种；这种方法是审查最后的公式并对每个负量改变符号。这一程序在推导球面折射方程时已采用了，正如所指出的那样，为使公式在代数是正确的这一步是不可少的。可是，有一点很重要，那就是为了避免某些符号改变两次，不运算到最后一步不要改变符号。

**透镜方程** 一个薄透镜仅由相继的两个间距很小的球形折射面组成。图 1.8 表示一个置于空气中的薄透镜，该透镜的折射率为  $n$ 。两折射表面的半径为  $R_1$  和  $R_2$ ；在图中它们是正的。

在分别考虑两个表面的作用的情况下，能够导出一个把物距  $l$  和象距  $l'$  联系起来的方程式。单是第一个表面将把点  $A$  的象投影在点  $A'_1$ 。如果点  $A'_1$  在第一个表面的右侧相距为

$l'_1$ , 那么, 在傍轴近似的情况下, 折射球面方程为

$$\frac{n}{l'_1} - \frac{1}{l} = \frac{n-1}{R_1} \quad (1.18)$$

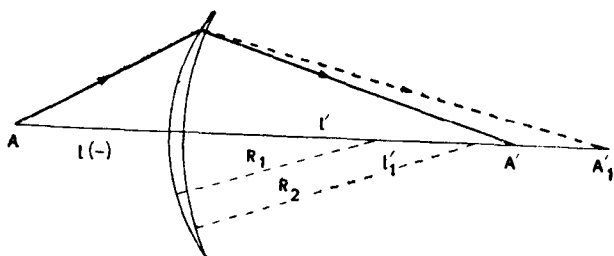


图 1.8 薄透镜

这是因为玻璃(第二个介质)的折射率为  $n$ , 而空气的折射率为 1.

由于考虑中的光线被第二个表面所拦截, 所以它实际上不能达到  $A'_1$ . 而第二个表面的作用就好象物是处在  $A'_1$  一样. 如果忽略透镜的厚度, 则物距是  $l'_1$ . 在对第二个表面应用折射球面方程时, 必须认识到光线传播是从玻璃穿过界面到达空气的. 于是, 第一个传播介质的折射率是  $n$ , 而第二个介质的折射率为 1. 最后的象点  $A'$  也是透镜作为一个整体投影而得的象. 如果  $l'$  是相应的象距, 那么, 对于第二个表面, 折射球面方程给出

$$\frac{1}{l'} - \frac{n}{l'_1} = \frac{1-n}{R_2} \quad (1.19)$$

如果把最后的两个方程代数相加, 则得到

$$\frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.20)$$

这是透镜制造者公式. 该公式是仅借助代数学从折射球面方程推导得出的. 因为符号的改变已在折射球面方程的推导中

考虑了，所以这里就不再改变符号。

把透镜制造者公式右侧的量定义为  $f'$  的倒数

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.21)$$

于是，透镜制造者公式将写成

$$\frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{f'} \quad (1.22)$$

式中  $f'$  是透镜的焦距。我们称这个方程为透镜方程。

用下面的方法可以看出  $f'$  的意义。如果物体距离透镜无限远，那么  $l = -\infty$  (图 1.9)。于是透镜方程将表明：象距等于  $f'$ 。如果物体距透镜无限远，并且是沿透镜的轴放置的，则其象也落在轴上。在这种情况下称该象点为次焦点  $F'$ 。注意到，任何平行于轴传播的光线射向透镜都通过  $F'$ ，以后我们会发现这一点是特别有用的。

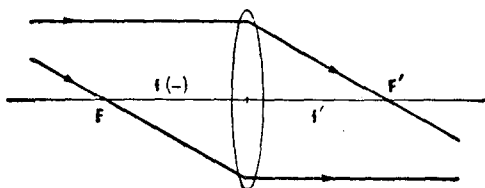


图 1.9 主焦距和次焦距

我们用类似的方法定义主焦点  $F$ 。对  $l' = \infty$  的情况主焦距  $f$  是物距。于是，透镜方程指出

$$f' = -f \quad (1.23)$$

主焦距与次焦距数值相等。通过  $F$  点的任何光线穿过透镜而平行于轴。

最后，注意到，在一般情况下，透镜的两侧可以是不同的介质，此时，透镜方程可表示为

$$\frac{n'}{l'} - \frac{n}{l} = \frac{n'}{f'} = -\frac{n}{f} \quad (1.24)$$

式中  $n$  和  $n'$  分别是第一和第二介质的折射率。主焦距和次焦距并不相等，而关系为

$$f'/f = -n'/n \quad (1.25)$$

**习题** 试证明：相接触的两个薄透镜的组合焦距是

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad (1.26)$$

从有限的物距  $l$  出发证明：这一透镜组遵守透镜方程，并具有固有的有效焦距  $f'$ 。

更一般地，考虑两个间距为  $d$  的薄透镜。试证明，其焦距由下式给出\*

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2} \quad (1.27)$$

(应先画出第二个主平面；见 16 页)

**习题** 试证明：透镜与反射镜紧靠在一起的组合焦距是  $\frac{1}{2}(f' + R)$ ，其中  $f'$  是透镜的焦距，而  $R$  是反射镜的曲率半径。这种透镜-反射镜的组合常称为**厚反射镜**。

**习题** 试证明：一片玻璃能把象朝物体方向移动  $d\left(1 - \frac{1}{n}\right)$ ，其中  $d$  是玻璃的厚度而  $n$  是它的折射率。

**习题 惠更斯目镜** 可以由两个薄透镜制成一个消色差目镜，即使这两个透镜是由具有同样折射率和色散特性的同种玻璃制成的。准确到一级近似，这种目镜的光焦度也不随波长而变化。

根据相距为  $d$  的两薄透镜光焦度的公式，试证明：若两透镜的间距是

$$d = \frac{1}{2}(f_1 + f_2) \quad (1.28)$$

则该目镜的光焦度近似地与波长无关。（因为折射率与波长有关，所

\* 一般把透镜焦距的倒数称为该透镜的光焦度。——译者注



以，这是与证明光焦度和波长的微小变化无关相 等价的) 依照这一公式制成的目镜称为**惠更斯目镜**。

**透镜和成象的分类** 这个问题基本上是自明的。现在仅用图 1.10 稍加说明。能够把一束平行光线会聚于一点的透镜是**正透镜**。它的次焦点位于透镜的右侧，因此  $f'$  是正的。可以把它理解成能将比较远的物体象投影到屏幕上的透镜。能投影到屏幕上的象称为**实象**。通常，正透镜  $F$  左侧的任意物体投影出一个**实倒象**。当一个物体处于  $F$  上时，其象投影在  $\infty$  (无穷远处)。当物体处于  $F$  之内，透镜不能投影出一个**实象**。在这种情况下，透镜的后边出现一个**正象**，称为**虚象**。

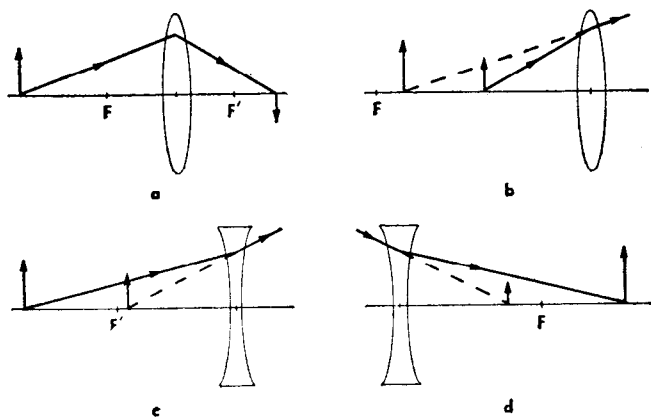


图 1.10 (a) 正透镜; 实倒象 (b) 正透镜; 虚正象 (c) 负透镜; 虚正象 (d) 负透镜; 实正象

正透镜不一定要两个面都是凸面(象图 1.10 中那样)。它可以是图 1.8 中的**新月形(凸凹透镜)**，如果透镜的中间部分最厚，根据薄透镜物象公式，它应是正透镜。

示于图 1.10 中的**负透镜**，其次焦点处于左侧，它的次焦距  $F'$  是负的，而且它不能投影出实际物体的**实象**，说得更确