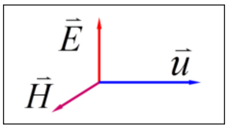
§13.1 光是电磁波

一、光的本质：具有**波粒二象性**。波动性：光的传输过程；粒子性：光与物质的相互作用过程。

二、电磁波的产生与传播

任何形式电磁波 $\underset{\text{叠加}}{\overset{\text{分解}}{\rightleftarrows}}$ 平面简谐电磁波



电磁波是横波，三个矢量满足右螺旋关系，

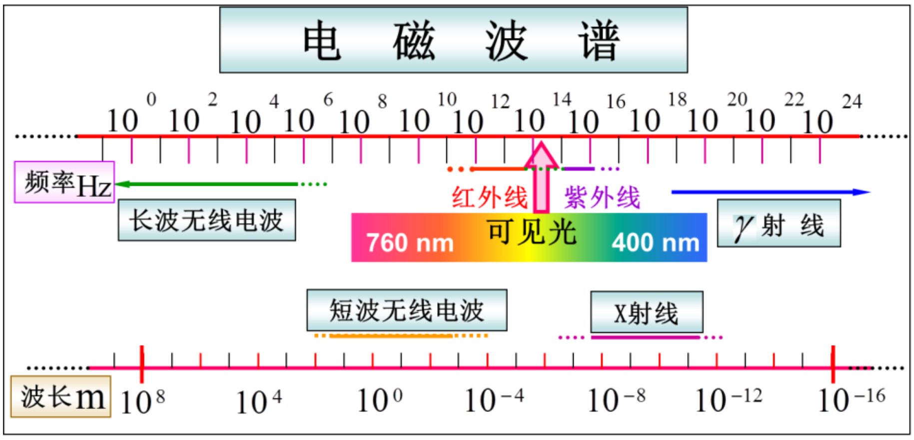
$$\vec{E}(y,t)=E_0\cos\omega(t-\frac{y}{u})\vec{k}$$

$$\vec{H}(y,t)=H_0\cos\omega(t-\frac{y}{u})\vec{i}$$

介质中电磁波的传播速度决定于介质的介电常数和磁导率 $u=\sqrt{\dfrac{1}{\varepsilon\mu}}$，真空中的光速 $c=1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}=2.998\times10^8\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$。介质中的折射率 $n=\dfrac{c}{u}=\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$。

电磁波的能量密度 $w=w_e+w_m=\dfrac{1}{2}(\varepsilon E^2+\mu H^2)$

坡印亭矢量（表示电磁波的能流密度）$\vec{S}\equiv\vec{E}\times\vec{H}$。把一个周期内的平均能流密度定义为**光强 *I***，一般有 I 正比于 E^2。



无线电波	$3\times10^4\ \mathrm{m}\sim0.1\ \mathrm{cm}$	紫外线	$400\ \mathrm{nm}\sim5\ \mathrm{nm}$
红外线	$6\times10^5\ \mathrm{nm}\sim760\ \mathrm{nm}$	X 射线	$5\ \mathrm{nm}\sim0.04\ \mathrm{nm}$
可见光	$760\ \mathrm{nm}\sim400\ \mathrm{nm}$	γ 射线	$<0.04\ \mathrm{nm}$

§13-2 光源 光的干涉

一、光源的分类：普通光源（自发辐射），激光光源（受激辐射）。

二、光波的叠加

频率相同、光矢量振动方向平行、相位差恒定的两束简谐光波相遇时，在光波重叠区，发生**干涉现象**。叠加后光强为 $I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\varphi$。可见叠加后

的强度取决于两束光的相位差。若 $I_1 = I_2$，则 $I = 2I_1(1+\cos\Delta\varphi)$：

$\Delta\varphi = \pm 2k\pi \quad I = 4I_1$，相干相长；

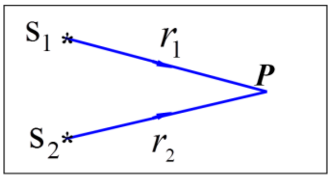
$\Delta\varphi = \pm(2k+1)\pi \quad I = 0$，相干相消。

§13-3 获得相干光的方法 光程 光程差

一、获得相干光的方法

通常利用光具组将同一波列分解为二以得到相干光束，有两种方法：分波前法（杨氏双缝干涉）和分振幅法（薄膜干涉）。

二、光程 光程差



当在真空中时，两光源的光传到 P 点时的相位差为

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi\frac{r_2 - r_1}{\lambda}$$

分为初相位差和路程引起的相位差。P 点的光强仍然由相位差与 π 的倍数决定，奇数倍相消，偶数倍相长。

当在介质中时，其他都不变，只是光的波长改变（由于传播速度改变，频率不变）$\boxed{\frac{u}{c} = \frac{1}{n} \Rightarrow \lambda_n = \frac{\lambda}{n}}$，变为真空中波长与折射率的比值。则相位差变为

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi\frac{n_2 r_2 - n_1 r_1}{\lambda}$$

因此将介质折射率与光的几何路程之积为**光程** $L \equiv nr$，两光程之差为 δ。光程这个概念可将光在介质中走过的路程，折算为光在真空中的路程。则相位差转化成光程差（若不存在初相位差时，即 $\varphi_2 - \varphi_1 = 0$）

$$\boxed{\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}}$$

通过引入光程差的概念，将决定干涉强度的判别条件从很抽象的相位差 $\Delta\varphi$ 变成了比较直观的光程差 δ，并且有：

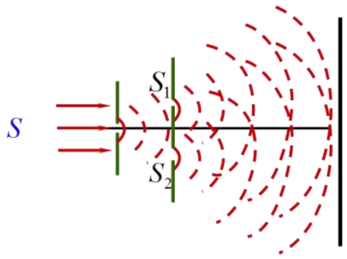
★

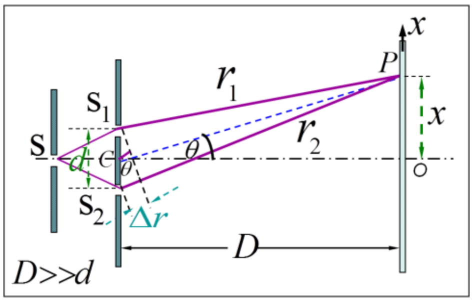
$\delta = 2k\cdot\frac{\lambda}{2}$	亮纹条件
$\delta = (2k+1)\cdot\frac{\lambda}{2}$	暗纹条件

其中 k 为干涉条纹级数，为整数。可见，若不存在初相位差，**光程差为半波长的偶数倍时干涉相长；为半波长的奇数倍时干涉相消**。无论以下讨论哪种模型，这个公式对于干涉都适用，只是不同模型的光程差不同。

§13-4 杨氏双缝干涉 洛埃镜

一、杨氏双缝干涉实验



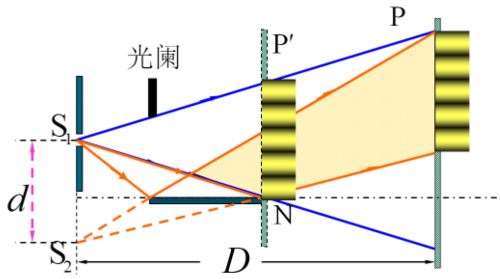


从光源 S 发出，到达双缝距离相等，无相位差，再通过衍射产生两个光源 S_1 和 S_2，分别以各种角度向右传播，并在屏上产生干涉条纹，如图所示。要判断屏上任意一点 P 的光强，只需写出光程差即可。经过推导可得光程差为

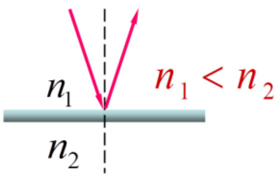
$$\boxed{\delta = d\sin\theta \approx \frac{d}{D}x}$$

亮暗纹条件代入★式可得。则可推得，亮纹在屏上的位置为 $x = \pm k\dfrac{D}{d}\lambda$，暗纹在屏上的位置为 $x = \pm(2k+1)\dfrac{D\lambda}{2d}$，其中 k 为干涉条纹级数，中央为 0 级亮条纹，两边条纹对称。条纹间距为 $\boxed{\Delta x = \dfrac{D}{d}\lambda}$（此为真空或空气中结果，若含介质，则变为 $\Delta x = \dfrac{D}{d}\lambda_n$，带入 $\lambda_n = \dfrac{\lambda}{n}$ 得 $\Delta x = \dfrac{D}{nd}\lambda$）。

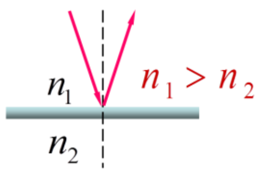
二、洛埃镜



如图所示，用镜子将一个光源反射成两个并发生干涉，原理与双缝干涉实验相同。而此处 0 级出现暗条纹，这里是由于光从空气向镜子反射时，发生了**半波损失**：当光**从光疏介质射向光密介质**时，**反射光**的相位发生了 π 跃变，或者反射光产生了 λ/2 附加的光程差。



有半波损失



无半波损失

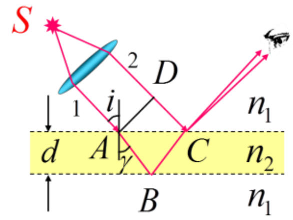
若光路在反射过程中发生偶数次半波损失，则视为没有半波损失；若发生奇数次，则视为有半波损失。

§13-5 薄膜干涉

一、等厚干涉

1. 薄膜干涉

当光照射到薄膜上时，折射近薄膜再折射出来的光路 1 和直接在薄膜表面发生反射的光路 2 之间会发生干涉。两束光的光程差为



$$\delta = 2n_2 d\cos\gamma + \frac{\lambda}{2}$$

这里的$\frac{\lambda}{2}$是由于光路 2 反射时产生了半波损失（不用纠结$\frac{\lambda}{2}$前面符号的正负，只要两束光的半波损失有差别[这里的有差别是指一个有一个没有。两个都有或者两个都没有则是无差别]，就在光程差上加$\frac{\lambda}{2}$。若三层介质折射率依次为n_1, n_2, n_3，则$n_1 < n_2 > n_3$时加$\frac{\lambda}{2}$，$n_1 < n_2 < n_3$时不加)。亮暗纹条件代入★式可得。

对于等厚干涉，通常情况下使光线垂直入射，则光程差为

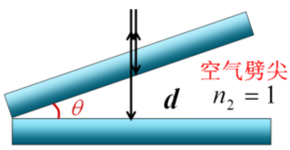
$$\boxed{\delta = 2n_2 d + \frac{\lambda}{2}}$$

$2n_2 d_k + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$	亮纹条件
$2n_2 d_k = k\lambda$	暗纹条件

其中膜的厚度 d 为变量，决定光程差的大小。因此**同级干涉条纹所对应的厚度相同**，这就是**等厚干涉**的意义。

2. 劈尖干涉

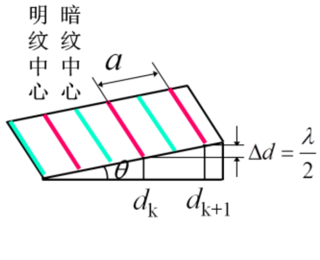
如图所示，则两束光的光程差为



$$\boxed{\delta = 2d + \frac{\lambda}{2}}$$

亮暗纹条件代入★式可得。

$2d_k + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$	亮纹条件
$2d_k = k\lambda$	暗纹条件

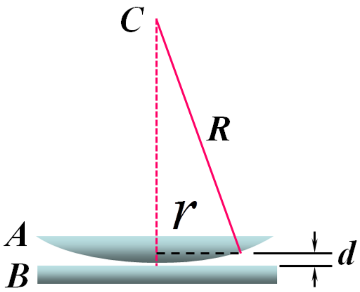


则两相邻条纹对应的厚度差为$\boxed{\Delta d = a\sin\theta = \frac{\lambda}{2}}$（其中 a 为条纹间距）。

3. 牛顿环

仍然是空气层，只是这里下面是平的，上面变成了圆弧。空气层厚度 d 为 $d = r^2/2R$，其中 R 为透镜曲率，r 为干涉环半径。

$$\boxed{\begin{array}{ll}\dfrac{r_k^2}{R}+\dfrac{\lambda}{2}=k\lambda & \text{亮纹条件} \\ \dfrac{r_k^2}{R}=k\lambda & \text{暗纹条件}\end{array}}$$

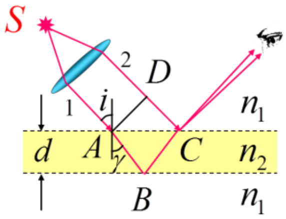


则有亮纹半径$r_k=\sqrt{(2k-1)\dfrac{R\lambda}{2}}$，暗纹半径$\boxed{r_k=\sqrt{k\lambda R}}$。

二、等倾干涉

与前面情况相同，并且光程差为

$$\delta=2n_2d\cos\gamma+\frac{\lambda}{2}$$

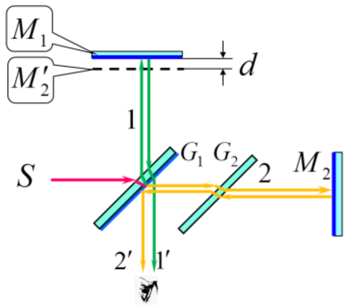


不同的是这里膜的厚度 d 为常量，而与 γ 对应的入射角 i 为变量。因此等倾干涉条纹为一系列同心圆环，**同级干涉条纹所对应的倾角相同**，这是**等倾干涉**的意义。

§13-6 迈克耳孙干涉仪

装置如图所示，为 1’和 2’两束光之间的干涉。亮纹条件为$\delta=2d=k\lambda$，则长度变化量与波长之间的关系为

$$\boxed{\Delta d=N\frac{\lambda}{2}}$$



其中 N 为移动前后干涉环数目的改变量。

★干涉部分的计算题：由于模型较多，解题步骤没有统一的形式，但都是利用光程差与明暗纹条件的方程求解。比较典型的题目为作业题 13.12，13.14，13.15。

§13.7 惠更斯—菲涅耳原理

一、光的衍射现象

当光遇到接近光波波长的微小障碍物时，光出现衍射现象。衍射通常分为两类:菲涅尔近场衍射（入射光发散）和夫琅禾费远场衍射（入射光平行）。

二、惠更斯—菲涅耳原理

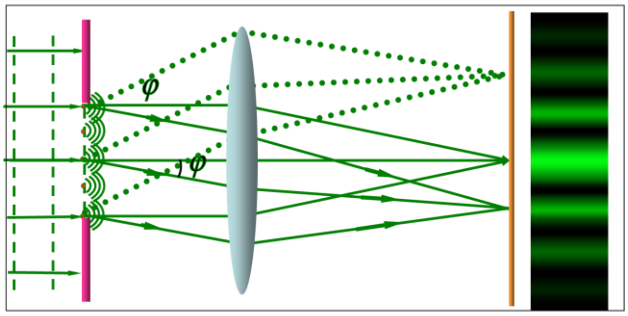
原理表述：从同一波前上各点发出的次波是相干波，经过传播在空间某点相遇时的叠加是相干叠加。

三、物像之间等光程性简介：透镜不引起附加的光程差

§13.8 单缝的夫琅禾费衍射

一、用菲涅耳半波带法研究衍射条纹分布

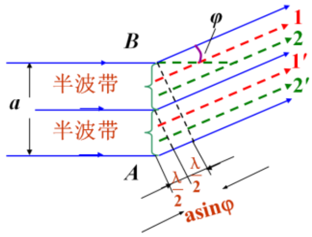
1.单缝衍射明暗条纹条件



如图所示，平行光照射单缝后发生衍射，在缝间产生**无数条且有各种衍射角**的光线。相同衍射角的光线会通过透镜聚焦到屏幕上的同一点从而出现衍射条纹，**因此衍射角 φ 和条纹在屏上的位置 x 是一一对应的**。

（1）当 $\varphi=0$ 时，由于透镜不产生附加光程差，则各光束之间光程差为零，$x=0$ 处的条纹为干涉相长。

（2）当缝上下侧的光束之间光程差为 $\delta = a\sin\varphi = 2\times\lambda/2$ 时（其中 a 为缝的宽度），可将其分为两个半波带，如图所示。则在上面的半波带中任选一条光路（如 1 或者 2），在下面的半波带中都可以找到一条光路（如 1'或者 2'）使得两者之间因光程差为 $\lambda/2$ 而消光。因此，当衍射角满足 $a\sin\varphi = 2\times\lambda/2$ 时，全部衍射光之间都消光。



（3）当 $\delta = a\sin\varphi = 3\times\lambda/2$ 时，可将其分为三个半波带。相邻的两个半波带之间消光，剩下一个产生亮条纹。

（4）因此，根据 $a\sin\varphi = N\dfrac{\lambda}{2}$，**可分为偶数个半波带的（$N$ 为偶数）产生暗条纹，可分为奇数个半波带的（N 为奇数）产生亮条纹**。非整数个半波带的则为中间光强过渡的部分。

单缝衍射明暗纹条件：

$a\sin\varphi=0$	中央明纹中心
$a\sin\varphi=\pm 2k\dfrac{\lambda}{2}=\pm k\lambda$	干涉相消（暗纹中心）
$a\sin\varphi=\pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2}$	干涉相长（明纹中心）
$a\sin\varphi\neq k\dfrac{\lambda}{2}$	介于明暗纹之间

2.中央明条纹的半角宽度：$\sin\varphi\approx\varphi\approx\dfrac{\lambda}{a}$。由于衍射角很小，$\boxed{\sin\varphi\sim\tan\varphi=x/f}$

暗纹中心位置：$x=k\lambda f/a\,,k=\pm1,\pm2,\cdots$

明纹中心位置：$x=(2k+1)\lambda f/2a\,,k=\pm1,\pm2,\cdots$

其他任意两相邻暗纹的间距(或明纹宽度)：$l=\theta_{k+1}f-\theta_k f=\dfrac{\lambda f}{a}$（其中 f 为透镜

焦距）；屏上中央明条纹的线宽度为：$l_0 = 2x_1 = \dfrac{2\lambda f}{a}$

二、用振幅矢量法表示各级条纹强度

三、光学仪器的分辨本领

1. 圆孔夫琅禾费衍射

爱里斑的半角宽：$\boxed{\theta = 1.22\dfrac{\lambda}{D}}$（其中 D 为圆孔直径）

2.瑞利判据

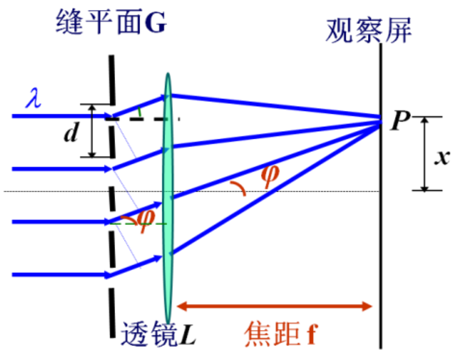
物点 S_1 的爱里斑中心恰好与另一个物点 S_2 的爱里斑边缘（第一衍射极小）相重合时，恰可分辨两物点。

最小分辨角：$\delta_{\varphi R} = \varphi_0 \approx 1.22\dfrac{\lambda}{D}$ ；分辨率：$R = \dfrac{1}{\delta_{\varphi R}} = \dfrac{1}{1.22}\dfrac{D}{\lambda}$

§13.9　衍射光栅及光栅光谱

一、衍射光栅

在一块透明的平板上刻有大量相互平行等宽等间距的刻痕（不透光部分），为透射光栅。两刻痕之间的宽度为 a（也是缝的宽度），刻痕宽度为 b，则 $d = a + b$ 称为**光栅常数**。



光束平行正入射到光栅上，则会在每一个单缝 a 处发生衍射，以各种衍射角向右传播。来自不同缝但衍射角相同的平行光经过透镜以后在屏上汇聚成一点。可见，**光栅衍射是单缝衍射**（来自同一条缝的衍射光的叠加是单缝衍射的问题）**和多缝干涉**（来自不同缝的衍射光的叠加是多缝干涉的问题）**的综合效果**。

1. 光栅方程

先考虑**不同缝之间的干涉**效应，则可得出，**明条纹的条件是衍射角必须满足光栅方程**

$$\boxed{(a+b)\sin\varphi = \pm k\lambda, k = 0, 1, 2, \cdots}$$

满足光栅方程的明条纹称为**主极大条纹**。式中含有波长，因此光栅有色散分光作用。

（1）明纹（中心）位置在屏上位置：$\boxed{x = k\lambda \cdot f/(a+b)}$；

（2）由于$|\sin\varphi| \le 1$，k 的取值有一定的范围，故只能看到有限级次的衍射条纹，$\boldsymbol{k < (a+b)/\lambda}$。

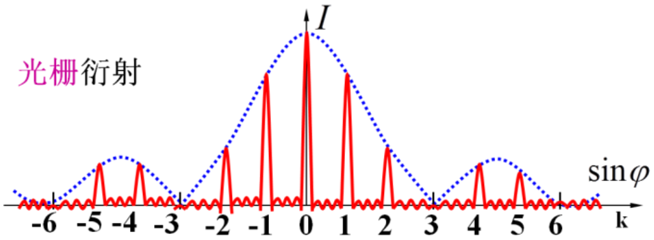
2. 谱线的缺级

以上是各缝之间干涉的明纹条件，而根据**单缝衍射**的结果可知，每条缝的光本身还存在暗纹条件 $a\sin\varphi = \pm k'$。设在φ衍射方向上各缝间的干涉是加强的，但由于各单缝本身在这一方向上的衍射强度为零，其合成结果仍是零，因而该方向的明纹不出现。这种满足光栅明纹条件而实际上明纹不出现的现象，称为光栅的

缺级。

设其同时满足 $(a+b)\sin\varphi=\pm k\lambda$ 和 $a\sin\varphi=\pm k'\lambda$ 可得，出现缺级的条件为

$\boxed{k=k'\dfrac{a+b}{a}}$。例：$a+b=3a$，则 $k=\dfrac{a+b}{a}=\dfrac{3}{1},\dfrac{6}{2},\dfrac{9}{3}\cdots$，3,6,9…级主极大出现缺级。



★光栅衍射的计算题：通常利用光栅方程 $(a+b)\sin\varphi=\pm k\lambda$ 结合题目条件求解即可。若问及最多有多少级光谱，则用 $\boldsymbol{k<(a+b)/\lambda}$ 计算。若涉及缺级，则结合缺级条件 $k=k'\dfrac{a+b}{a}$。

3. 暗纹条件和次明纹

暗纹条件：$N(a+b)\sin\phi=\pm m\lambda$，$m=1,2,\cdots,(N-1),(N+1),\cdots(2N-1),(2N+1),\cdots$

（其中 N 为光栅狭缝个数）。两相邻明纹之间有 $N-1$ 条暗纹，N–2 条明纹。

二、衍射光谱

根据光栅方程，在光栅常数一定时，波长对衍射条纹的分布有影响，波长越长，条纹越疏。当用白光入射时，中央零级条纹的中心仍为白光，在其两侧对称地分布由紫到红的第一级、第二级等光谱。

三、X 射线在晶体上的衍射

§13-10 线偏振光 自然光

一、光的偏振性：振动方向对于传播方向的不对称性。只有横波才具有偏振现象。

二、线偏振光

光矢量只在一个固定平面内，并沿一个固定方向振动，称其为线偏振光或平面偏振光，完全偏振光。

三、自然光

在与传播方向垂直的平面内，在所有可能的方向上，光矢量的振幅都相等，这样的光称为自然光。

四、部分偏振光

完全偏振光和自然光是两种极端情形，介于二者之间的一般情形是部分偏振光。

§13.11 偏振片的起偏与检偏 马吕斯定律

一、起偏和检偏

从自然光获得线偏振光的过程称起偏， 获得线偏振光的器件或装置称起偏

器，也称偏振片。自然光透过偏振片后，变为线偏振光，透光方向称为偏振化方向或起偏方向。偏振片可以作起偏器，也可作检偏器。一束光强为 I_0 的自然光透过检偏器后，透射光的光强为：$I=\dfrac{I_0}{2}$

二、马吕斯定律

线偏振光经过检偏器后光强变为，

$$\boxed{I=I_0\cos^2\alpha}$$

式中 α 为线偏振光的光矢量方向与检偏器偏振方向的夹角。

§13.12 反射和折射产生的偏振 布儒斯特定律

一、反射和折射产生的偏振

一束自然光入射到两种介质的分界面上，要产生反射和折射。两种光都是部分偏振光，且反射光垂直于入射面的振动大于平行于入射面的振动；而折射光平行于入射面的振动大于垂直于入射面的振动。

二、布儒斯特定律

当入射角 i 与折射角 γ 之和等于 90°，即反射光与折射光互相垂直时，反射光为光矢量振动方向与入射面（入射光线和法线所成的平面）垂直的完全偏振光。

$$\tan i_{\mathrm{B}}=\frac{n_2}{n_1}$$

i_{B} 称为布儒斯特角，或起偏角。