

平面电磁波在介质中传播的探讨

杨振凡 马启明

(武汉大学物理系)

一、引言

众所周知,在介质中传播的平面电磁波其场矢量可表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (1)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2)$$

式中 \mathbf{k} 满足

$$k^2 = \frac{\mu \epsilon'}{c^2} \omega^2, \quad (3)$$

$$\epsilon' = \epsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad (4)$$

ϵ' 称为复介电常数. 因为 $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{k}$ 均为可观测量,所以上式应取其对应的实部.

将(1), (2)式分别代入 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ (介质是无源的)和 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 中,得到

$$\begin{cases} \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{k} = 0, & (5) \\ \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k} = 0. & (6) \end{cases}$$

一般认为,满足(5), (6)式的电磁波是横波,故称(5), (6)式为横波条件^[1]. 然而(5), (6)式并没有普遍意义. 对一般介质而言, ϵ' 为复数,由(3)式又知道,此时 \mathbf{k} 也为复数,利用反证法可以证明,此时 \mathbf{E}_0 和 \mathbf{B}_0 也需要用复数来描述,这样(5)式和(6)式便没有直观的几何解释. 故由(5)式和(6)式不能判断电磁波是否为横波. 我们认为判断横波的条件应该为^[2]

$$\begin{cases} \text{Re} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re} \mathbf{k} = 0, & (7) \\ \text{Re} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re} \mathbf{k} = 0. & (8) \end{cases}$$

同样,判断 \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 垂直的条件是

$$\text{Re} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (9)$$

只有(7)式和(8)式同时成立时,我们才能说电磁波为横波. 在真空和理想介质(介质没有耗散)的情况下, $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{k}$ 均不需要用复数描

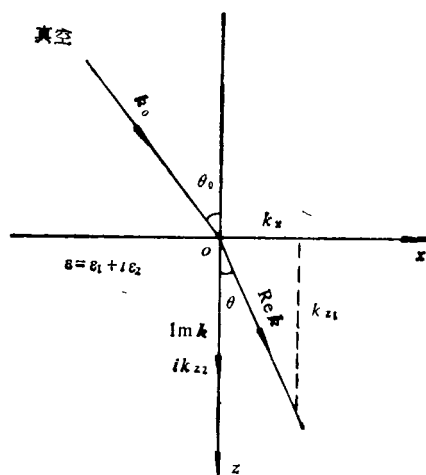


图 1

述,此时(7)式, (8)式和(5)式, (6)式的意义是完全相同的,因此,能够利用(5)式和(6)式作为横波条件.

下面我们考虑一平面电磁波从真空中以任意入射角 θ_0 入射到介质表面(介质是均匀、各向同性的)的情形,并设入射面为 xoz 平面,如图 1 所示. 由麦克斯韦方程组和边界条件得到

$$k_x = k_0 \sin \theta_0, \quad (10)$$

$$k^2 = k_0^2 \mu \epsilon(\omega). \quad (11)$$

我们将 ϵ' 写成 $\epsilon(\omega)$, 对于一般非铁类介质, $\mu \simeq 1$, 因此将 $\mu \epsilon(\omega)$ 直接写成 $\epsilon(\omega)$, 则

$$k_z^2 = k^2 - k_x^2 = k_0^2 [\epsilon(\omega) - \sin^2 \theta_0]. \quad (12)$$

因为 k_0 为实数,所以 k_x 应为实数,而 \mathbf{k} 是复数,故 k_z 必为复数. 令 $k_z = k_{z1} + ik_{z2}$, 以及 $\epsilon(\omega) = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, 将它们代入(12)式,由实部和虚部对应相等得到

$$k_{z_1}^2 - k_{z_2}^2 = k_0^2(\varepsilon_1 - \sin^2\theta_0), \quad (13)$$

$$2k_{z_1}k_{z_2} = k_0^2\varepsilon_2. \quad (14)$$

由上面两式,解出 k_{z_1} , k_{z_2} 为

$$2(k_{z_1}/k_0)^2 = [(\varepsilon_1 - \sin^2\theta_0)^2 + \varepsilon_2^2]^{\frac{1}{2}} + (\varepsilon_1 - \sin^2\theta_0), \quad (15)$$

$$2(k_{z_2}/k_0)^2 = [(\varepsilon_1 - \sin^2\theta_0)^2 + \varepsilon_2^2]^{\frac{1}{2}} - (\varepsilon_1 - \sin^2\theta_0). \quad (16)$$

从图 1 可知,

$$\operatorname{tg}\theta = k_x/k_{z_1}. \quad (17)$$

以上三式说明,电磁波在介质中的性质完全由入射波和介质参数 ε 所决定.

介质中的复波矢 \mathbf{k} 可表示为

$$\mathbf{k} = k_x\mathbf{i} + k_z\mathbf{k} = k_x\mathbf{i} + k_{z_1}\mathbf{k} + ik_{z_2}\mathbf{k}. \quad (18)$$

将(18)式代入(1), (2)式得到

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-k_{z_2}z} \exp i[(k_x x + k_{z_1}z) - \omega t] = \mathbf{E} e^{i\varphi}, \quad (19)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 e^{-k_{z_2}z} \exp i[(k_x x + k_{z_1}z) - \omega t] = \mathbf{B} e^{i\varphi}, \quad (20)$$

式中

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-k_{z_2}z}, \quad (21)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{-k_{z_2}z}, \quad (22)$$

\mathbf{E}_0 , \mathbf{B}_0 为界面处 (即 $z=0$) 的 \mathbf{E} , \mathbf{B} 的值,它们是复常矢量.

$$\varphi = (k_x x + k_{z_1}z) - \omega t. \quad (23)$$

将(21)式代入(5)式得到 $E_x k_x + E_z k_z = 0$, 即

$$E_z = -\frac{k_x}{k_z} E_x = -\frac{k_x}{|k_z|^2} (k_{z_1} - ik_{z_2}) E_x = A e^{i\varphi} E_x. \quad (24)$$

由(24)式可知,在介质中的折射波,其 E_x 和 E_z 分量之间存在着恒定的相位差 φ , 它们的合成 $\operatorname{Re}\mathbf{E}$ 在平行于 xoz 平面的 $\operatorname{Re}E_x$ 和 $\operatorname{Re}E_z$ 平面上,描绘出一个椭圆曲线,如图 2 所示. 因为 $\operatorname{Re}\mathbf{k}$ 在 xoz 平面上,所以一般情况下, $\operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\operatorname{Re}\mathbf{k}$ 不垂直.

将(22)式代入(6)式同样可以证明, $\operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\operatorname{Re}\mathbf{k}$ 也不垂直. 至此我们证明了一般情况下,在介质中传播的平面电磁波尽管满足(5)式和(6)式,但它们不一定是横波,所以(5)式(6)式不能作为普遍情况下的横波条件.

下面我们利用(7)式和(8)式证明一般介质中传播的平面电磁波,是一种既有横波成分又有纵波成分的任意的椭圆偏振波.

二、任意椭圆偏振波

我们假设从真空中入射到介质面的电磁波为椭圆偏振波,其电场强度在直角坐标系中各分量为(设入射面为 xoz 平面,参看图 1)

$$E_x = E_0 \cos\theta_0 \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (25)$$

$$E_y = E_0 \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega t) + \psi], \quad (26)$$

$$E_z = E_0 \sin\theta_0 \exp[i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (27)$$

式中 θ_0 为入射角, ψ 为入射的椭圆偏振波的 E_x (或 E_z) 与 E_y 两分量之间的恒定位相差. 由边界条件及(19)式得到介质中的电场矢量表达式为

$$E_x(\mathbf{r}, t) = E_{0x} e^{-k_{z_2}z} e^{i\varphi} = E_x e^{i\varphi}, \quad (28)$$

$$E_y(\mathbf{r}, t) = E_{0y} e^{-k_{z_2}z} e^{i(\varphi+\psi)} = E_y e^{i(\varphi+\psi)}, \quad (29)$$

$$E_z(\mathbf{r}, t) = -\frac{k_x}{|k_z|^2} (k_{z_1} - ik_{z_2}) E_x(\mathbf{r}, t), \quad (30)$$

式中 $E_x = E_{0x} e^{-k_{z_2}z}$, $E_y = E_{0y} e^{-k_{z_2}z}$, 而 E_{0x} 和 E_{0y} 均为实数. 应用麦克斯韦方程组第二式,即 $\mathbf{B} = -i \frac{c}{\omega} \nabla \times \mathbf{E}$, 可求出对应的 \mathbf{B} ,

得到

$$\frac{1}{c} B_x(\mathbf{r}, t) = -\frac{k_{z_1} + ik_{z_2}}{\omega} E_y(\mathbf{r}, t), \quad (31)$$

$$\frac{1}{c} B_y(\mathbf{r}, t) = -\frac{K_x}{\omega} E_x(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{\omega} (k_{z_1} + ik_{z_2}) E_x(\mathbf{r}, t), \quad (32)$$

$$\frac{1}{c} B_z(\mathbf{r}, t) = \frac{k_x}{\omega} E_y(\mathbf{r}, t). \quad (33)$$

取(28),(29),(30)式的实部,

$$\operatorname{Re}E_x(\mathbf{r}, t) = E_x \cos\varphi, \quad (34)$$

$$\operatorname{Re}E_y(\mathbf{r}, t) = E_y \cos(\varphi + \psi), \quad (35)$$

$$\operatorname{Re}E_z(\mathbf{r}, t) = -\frac{k_x}{|k_z|^2} (k_{z_1} \cos\varphi + k_{z_2} \sin\varphi) E_x, \quad (36)$$

以及取(31),(32),(33)式的实部,

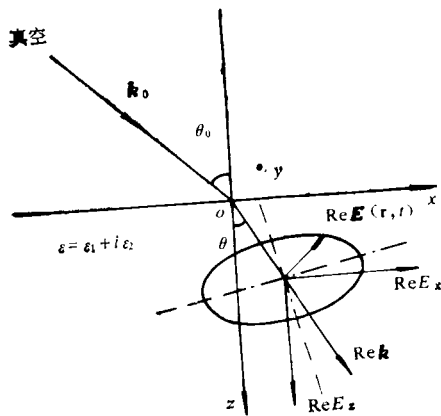


图 2

$$\text{Re}B_x(\mathbf{r}, t) = -\frac{c}{\omega} [k_x \cos(\varphi + \psi) - k_z \sin(\varphi + \psi)] E_y, \quad (37)$$

$$\text{Re}B_y(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{\omega} \left[(k_x \cos \varphi - k_z \sin \varphi) E_x + \frac{k_x^2}{|k_x|^2} \cdot (k_x \cos \varphi + k_z \sin \varphi) E_x \right], \quad (38)$$

$$\text{Re}B_z(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{\omega} k_x E_y \cos(\varphi + \psi), \quad (39)$$

将它们代入(7)式,(8)式和(9)式的左端,得到

$$\text{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = c/\omega k_x E_x E_y \sin \psi, \quad (40)$$

$$\text{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}\mathbf{k} = \frac{k_x k_{z_2}}{|k_x|^2} (k_x \cos \varphi - k_z \sin \varphi) E_x, \quad (41)$$

$$\text{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}\mathbf{k} = c/\omega k_x k_x E_y \sin(\varphi + \psi). \quad (42)$$

以上三式表明, $\text{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}\mathbf{k}$ 和 $\text{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}\mathbf{k}$ 不为零, 即不满足横波条件。所以, 一般情况下, 在介质中传播的平面电磁波不是横波, 而且 $\text{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\text{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 也互不垂直。由(34), (35), (36)式可以看出, 这时的电场矢量是由位于三个正交方向上的同频率但不同振幅、不同初位相、彼此之间有恒定位相差的谐振子合成。由经典力学的模型可知, 其结果是位于 $\text{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 空间的任意的椭球面上。从三个正交方向上去截取, 得到彼此独立的椭

$$A_2 = \frac{E_x E_y k_x (k_x \cos \psi + k_z \sin \psi)}{k_x [E_x^2 k_x^2 \cos^2 \delta_2 + E_y^2 |k_x|^2 \sin^2 \delta_2 + E_x E_y \sin 2\delta_2 k_x (k_x \cos \psi - k_z \sin \psi)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (49)$$

圆曲线。我们将(34), (35), (36)三个式子, 两两联立并消去 φ (含时间 t 的量), 便分别得到位于 $\text{Re}E_x o \text{Re}E_y$, $\text{Re}E_y o \text{Re}E_z$, $\text{Re}E_x o \text{Re}E_z$ 三个截面上的椭圆曲线:

$\text{Re}E_x o \text{Re}E_y$ 平面上的椭圆曲线为

$$\frac{\text{Re}E_x^2(\mathbf{r}, t)}{E_x^2} + \frac{\text{Re}E_y^2(\mathbf{r}, t)}{E_y^2} - \frac{2\text{Re}E_x(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}E_y(\mathbf{r}, t)}{E_x E_y} \cos \psi = \sin^2 \psi; \quad (43)$$

$\text{Re}E_y o \text{Re}E_z$ 平面上的椭圆曲线为

$$\frac{\text{Re}E_y^2(\mathbf{r}, t)}{E_y^2} + \frac{\text{Re}E_z^2(\mathbf{r}, t)}{E_z^2 k_x^2 / |k_x|^2} + \frac{2\text{Re}E_y(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}E_z(\mathbf{r}, t)}{E_x E_y k_x} (k_x \cos \psi - k_z \sin \psi) = \frac{(k_x \cos \psi + k_z \sin \psi)^2}{|k_x|^2}; \quad (44)$$

$\text{Re}E_x o \text{Re}E_z$ 平面上的椭圆曲线为

$$\frac{\text{Re}E_x^2(\mathbf{r}, t)}{E_x^2 k_x^2 / |k_x|^2} + \frac{\text{Re}E_z^2(\mathbf{r}, t)}{E_z^2 k_x^2 k_z^2 / |k_x|^4} + 2 \frac{\text{Re}E_x(\mathbf{r}, t) \cdot \text{Re}E_z(\mathbf{r}, t)}{E_x^2 k_x^2 k_x / |k_x|^2 \cdot k_x} = 1. \quad (45)$$

以上三方程均不是标准椭圆方程。对(43)式, 将其 $\text{Re}E_x, \text{Re}E_y$ 轴逆时针旋转 δ_1 角, 可以得到标准方程, 其长、短半轴 A_1, B_1 分别为

$$A_1 = \frac{E_x E_y \sin \psi}{(E_x^2 \cos^2 \delta_1 + E_y^2 \sin^2 \delta_1 - E_x E_y \sin 2\delta_1 \cos \psi)^{\frac{1}{2}}}, \quad (46)$$

$$B_1 = \frac{E_x E_y \sin \psi}{(E_x^2 \sin^2 \delta_1 + E_y^2 \cos^2 \delta_1 + E_x E_y \sin 2\delta_1 \cos \psi)^{\frac{1}{2}}}, \quad (47)$$

$$\text{tg } 2\delta_1 = \frac{2E_x E_y \cos \psi}{E_x^2 - E_y^2}. \quad (48)$$

它的定性的椭圆曲线如图3所示。

同理将(44)式和(45)式也进行坐标变换, 可以化为标准形式。设旋转角分别为 δ_2, δ_3 , 则得到长、短半轴 A_2, B_2, A_3, B_3 分别为

$$B_2 = \frac{E_x E_y k_x (k_{x_2} \cos \phi + k_{x_1} \sin \phi)}{k_x [E_x^2 k_x^2 \sin^2 \delta_2 + E_y^2 |k_x|^2 \cos^2 \delta_2 - E_x E_y \sin 2\delta_2 k_x (k_{x_2} \cos \phi - k_{x_1} \sin \phi)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (50)$$

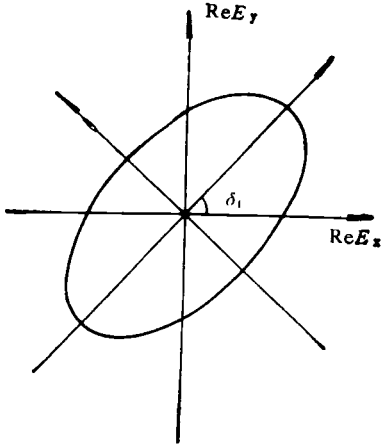


图 3

$$\operatorname{tg} 2\delta_2 = \frac{2E_x E_y k_x (k_{x_1} \cos \phi - k_{x_2} \sin \phi)}{E_x^2 k_x^2 - E_y^2 |k_x|^2}; \quad (51)$$

$$A_3 = \frac{E_x k_x k_{x_2}}{|k_x|} \cdot \frac{1}{(k_x^2 \cos^2 \delta_3 + |k_x|^2 \sin^2 \delta_3 + k_{x_1} k_x \sin 2\delta_3)^{\frac{1}{2}}}, \quad (52)$$

$$B_3 = \frac{E_x k_x k_{x_2}}{|k_x|} \cdot \frac{1}{(k_x^2 \sin^2 \delta_3 + |k_x|^2 \cos^2 \delta_3 - k_{x_1} k_x \sin 2\delta_3)^{\frac{1}{2}}}, \quad (53)$$

$$\operatorname{tg} 2\delta_3 = \frac{2 \operatorname{tg} \theta}{1 - \operatorname{tg}^2 \theta + (k_{x_2}/k_{x_1})^2}. \quad (54)$$

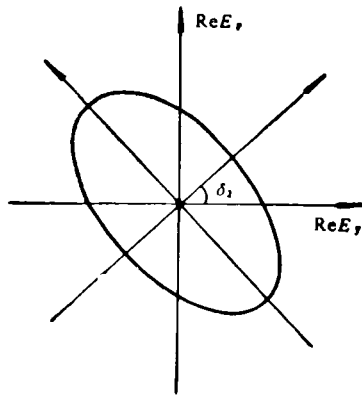


图 4

它们的定性描述如图 4, 图 5 所示。

从(28), (29)式看出 E_x, E_y 与 $e^{-k_{x_2} z}$ 成正比, 而 $k_x k_x, k_{x_2}, |k_x|$ 这些均为常数, 因此(46), (47), (49), (50), (52), (53) 式说明其椭球面形状是相似的, 但大小随 z 的增加而成指数地减小。我们将 $\operatorname{Re} E_x \circ \operatorname{Re} E_x$ 平面上的曲线, 定性地在图 6 上。如上所述, $\operatorname{Re} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 在空间所描绘的径迹为任意的椭球面, 我们称它为椭球偏振波。

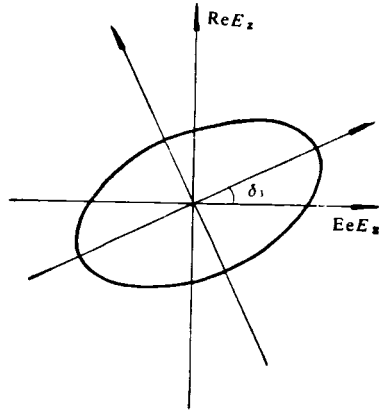


图 5

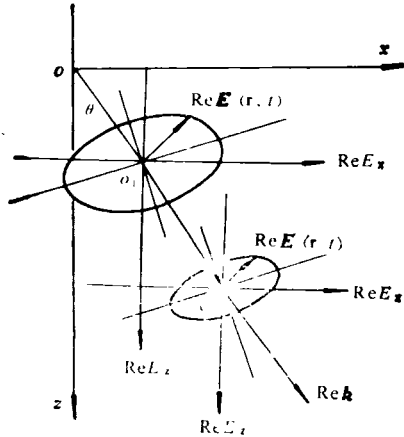


图 6

同理, $\operatorname{Re} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 在 $\operatorname{Re} B_x \circ \operatorname{Re} B_y, \operatorname{Re} B_y \circ \operatorname{Re} B_z, \operatorname{Re} B_x \circ \operatorname{Re} B_z$ 三个截面上的投影曲线, 也可以通过(37), (38), (39)三个式子两两联立得到, 它们也是非标准形式的椭圆曲线。 $\operatorname{Re} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 在其空间内所描绘的径迹也是一个

任意的椭球面,故同样称之为椭球偏振波。

这样,我们就证明了一般情况下,平面电磁波在介质中传播不仅不满足(7),(8)式,而且也证明了它们是一种既有横波成分,又有纵波成分的椭球偏振波。

三、椭圆偏振入射的几种特例

1. 平行偏振入射

电场平行偏振入射时,对应 $E_y(\mathbf{r}, t) = 0$, 这时(40),(41),(42)式可简化为

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= 0, \\ \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} &= \frac{k_x k_{z_1}}{|k_x|^2} (k_{z_1} \cos \varphi \\ &\quad - k_{z_1} \sin \varphi) E_x \neq 0, \\ \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} &= 0. \end{aligned}$$

这说明平行偏振入射时,电场不是横场,磁场是横场,且电场矢量和磁场矢量垂直。我们可以看到, $\operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 所描绘的径迹对应着 $\operatorname{Re}E_x \circ \operatorname{Re}E_z$ 平面的椭圆曲线,其所在平面和 $\operatorname{Re}\mathbf{k}$ 平行,我们称之为纵椭圆偏振波。

2. 垂直偏振入射

在垂直偏振入射时, $E_x(\mathbf{r}, t) = E_z(\mathbf{r}, t) = 0$, 我们将它代入到(40), (41), (42)三式,有

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= 0, \\ \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} &= 0 \\ \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} &= c/\omega k_x k_{z_1} \sin \varphi E_y. \end{aligned}$$

这说明垂直偏振入射时,磁场不是横场,电场是横场,且电场矢量和磁场矢量互相垂直。此时 $\operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 所描绘的径迹是对应 $\operatorname{Re}B_x \circ \operatorname{Re}B_z$ 平面的椭圆曲线,其所在平面和 $\operatorname{Re}\mathbf{k}$ 平行。一般情况下, $\operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\operatorname{Re}\mathbf{k}$ 不垂直。我们称之为对应的磁场是纵椭圆偏振波。

3. 线偏振入射

因为是线偏振入射,所以(26),(29),(40),(42)四个式子中的 $\psi = 0$, 将 $\psi = 0$ 代入(40),(41),(42)三式得到

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= 0, \\ \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} & \end{aligned}$$

$$= \frac{k_x k_{z_1}}{|k_x|^2} (k_{z_1} \cos \varphi - k_{z_1} \sin \varphi) E_x,$$

$$\operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} = c/\omega k_x k_{z_1} E_y \sin \varphi.$$

可见,此时电场和磁场均不是横场,但电场矢量和磁场矢量是垂直的。事实上我们可以将线偏振分解为平行和垂直入射来讨论,由前面的讨论不难得到相同的结果。

四、椭圆偏振波的特例讨论

上面我们利用横波条件(7),(8)式证明了,一般情况下在介质中传播的平面电磁波,无论是椭圆偏振入射,还是椭圆偏振入射的特例,其结果总的说来均不是横波。下面我们讨论两种特殊情况。

1. 理想介质情况.

作为理想介质,其耗散为零,即 $\varepsilon_2 = 0$, 将它代入(16)式有 $k_{z_1} = 0$, 将 $k_{z_1} = 0$ 分别代入(40),(41),(42)三式得到

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= 0, \\ \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} &= 0, \\ \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} &= 0. \end{aligned}$$

可见横波条件(7),(8)成立,即此时,电磁波为横波。

由于 $k_{z_1} = 0$, 因此 $\operatorname{Re}\mathbf{k} = \mathbf{k}$, 于是(30)式可简化为

$$E_z(\mathbf{r}, t) = -\frac{k_x}{k_{z_1}} E_x(\mathbf{r}, t).$$

这样, $E_x(\mathbf{r}, t)$, $E_y(\mathbf{r}, t)$, $E_z(\mathbf{r}, t)$ 的合成 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 有相同的意义,因此可以将(7)式写成(5)式的形式,即 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{k} = 0$; 同理,可以将(8)式写成(6)式的形式。可见,这时(7)式和(8)式才具有普遍意义。

2. 正入射的情况

正入射时, $\theta_0 = 0$, 导致 $\theta = 0$, $k_x = 0$, 由(24)式知 $E_x = 0$, 将其代入(40),(41),(42)式得到

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) & \\ &= c/\omega k_{z_1} E_x E_y \sin \varphi, \\ \operatorname{Re}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re}\mathbf{k} &= 0, \end{aligned}$$

$$\operatorname{Re} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re} \mathbf{k} = 0.$$

可见横波条件(7),(8)式成立,即此时电磁波为横波,但电场和磁场是否垂直要看入射波的偏振态:椭圆偏振入射时,它们不垂直;线偏振、平行偏振和垂直偏振入射时,它们垂直.作为波型的判断,其结果和利用(5),(6)式判断的也不矛盾.

五、结 论

由于介质总存在耗散,其介电常数 ϵ 必须用复数描述(虚部表示耗散),由此导致 \mathbf{k} , \mathbf{E}_0 , \mathbf{B}_0 也需要用复数描述.用复数描述 \mathbf{E}_0 和 \mathbf{B}_0 , 表示介质中 \mathbf{E}_0 和 \mathbf{B}_0 的各分量之间存在着恒定的相位差.物理上有意义的只是 \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 的复表示式中的实部,即 $\operatorname{Re} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\operatorname{Re} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$. 我们论证了,对于上述的一般情况,横波条件应

该为

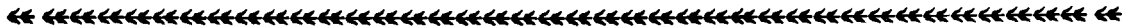
$$\operatorname{Re} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re} \mathbf{k} = 0,$$

$$\operatorname{Re} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \operatorname{Re} \mathbf{k} = 0.$$

在实际的物质介质中传播的平面电磁波,由于不满足横波条件,因此它不是横波,而是一种既有横波成分又有纵波成分的椭圆偏振波.在真空中传播的平面电磁波,以及在理想介质中传播的平面电磁波,均满足(7),(8)式,因此它们是横波.至于导电介质,由于 $\epsilon_2 \gg \epsilon_1$, 因此电磁波衰减得非常严重,人们只是考虑到表面的传导电流效应,不便考虑波型.对于绝缘介质,因 $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$, 其耗散可以忽略,这近似于理想介质情况,电磁波以横波形式传播.

参 考 文 献

- [1] J. D. 杰克逊, 经典电动力学(上), 人民教育出版社, (1980), 297—299.
[2] P. Halevi, *Am. J. Phys.*, 48 (1980), 861.



国际非晶材料磁学会议在匈牙利召开

由匈牙利科学院、Roland Eötvös 物理学会及 Csepel 金属钢铁厂资助并由匈牙利中央物理研究所具体筹办的国际非晶材料磁学会议于1985年9月30日至10月4日在匈牙利的 Balatonszéplak 召开. 会议的国际顾问委员会成员共16人.

会议内容包括: 基本磁现象、研究手段及有关各类非晶材料的技术. 会上有五篇特约报告: 1. 捷克斯洛伐克 Z. Frait 博士的《作为研究非晶磁性体的 FMR 及 FMAR 手段》; 2. 日本名古屋大学金吉敬人(T. Kaneyoshi) 博士的《非晶磁学及其展望》; 3. 西德马克斯-普朗克物理研究所著名教授 H. Kronmüller 的《非晶铁磁合金的磁相转变》; 4. 日本东邦大学对马立即(T. Tsushima) 教授的《非晶材料应用磁学》; 5. 我国北京大学戴道生副教授的《中国非晶稀土合金磁性的研究》.

会议代表共93人, 东道主匈牙利代表29人, 其他64人来自东、西方11个国家, 其中波兰代表15人. 我国代表4人. 我国共报告或张贴了八篇文章, 占总数

76 篇文章的 10.5%.

四分之三的代表来自社会主义国家. 通过这次会议增加了对东欧社会主义国家在非晶磁学方面研究与开发现状的了解. 总的来看, 东欧大多数国家都处于将研究成果开始向应用推广的阶段. 苏联的基本研究在会上反映得较多. 苏联的黑色冶金研究所、物理化学研究所、固体物理研究所、巴依珂夫研究所以及莫斯科大学物理系都在进行非晶合金的研究开发工作. 此外, 苏联的固体物理研究所可以制作较宽的非晶条带. 匈牙利有中央物理研究所及 Csepel 金属钢铁厂也在进行非晶研究工作. Csepel 金属钢铁厂一个实验车间现已制成 1~2kg 级的喷带设备. 捷克斯洛伐克研制的钴基非晶条带一卷可达 750g. 德意志民主共和国可以喷制 100mm 宽的带, 今年为 5kg 级, 明年可达 15kg 级. 波兰在实验室中可以喷制 60mm 宽的条带. 匈牙利中央物理研究所开始用非晶合金制作磁头、精密电阻、扼流圈及小型变压器铁芯等.

(杨膺善)