

平面电磁波在任意方向运动的 介质-介质界面上的反射和透射

贺奇才

(中山医科大学物理教研室, 广州 510089)

黄耀熊

(暨南大学生物医学工程研究所, 广州 510632)

(1998 年 9 月 10 日收到)

研究平面电磁波从一种介质入射到另一种以任意方向运动的介质时, 在介质界面上发生的反射和透射现象, 从 Maxwell 方程组、运动界面的边值关系和运动介质的本构关系出发, 得到了反射波和透射波电磁场矢量与入射波电磁场矢量的关系的表达式、反射和透射系数, 讨论了反射波、透射波与入射波之间的能量关系, 电磁波对运动介质作用力的性质, 并得出一些新的结论.

PACC: 4110H

1 引 言

电磁波在运动介质界面上的反射和透射问题, 是运动介质电动力学的基本问题, 由于它在光学、射电天文学、雷达工程学等方面都有着广泛的应用^[1], 长期以来受到人们的重视. 由于该问题的复杂性, 人们仅讨论解决了某些特定的情况^[2-4], 如入射电磁波是由真空入射到运动介质且波矢量垂直于介质表面或设定介质沿平行或垂直于界面的方向运动等, 不仅没能解决电磁波由一种介质入射到另一种介质、且介质是以任意方向运动的情况, 而且连介质沿入射面或垂直于入射面上任意方向运动的情况也未能解决. 直到最近, 我们解决了电磁波由自由空间入射到以任意方向运动介质表面上的反射和透射问题^[5], 得到了该情况下的电磁场矢量、反射和透射系数、经修正后的反射定律、折射定律、全反射角、布儒斯特角等, 并讨论了运动介质内部 TM 波的性质^[6]. 尽管我们讨论了当电磁波从一种介质入射到另一种介质, 且该种介质以任意方向速度运动的情况下, 反射波、透射波与入射波之间的频率和波矢量的关系^[7], 但仍未解决该情况下反射波、透射波电磁场矢量与入射波电磁场矢量之间的关系、反射系数和透射系数, 以及反射波、透射波与入射波之间的能量关系, 电磁波与运动介质相互作用力的性质等问题, 为此拟给出该复杂情形下反射波、透射波电磁场矢量与入射波电磁场矢量之间关系的普适解, 并讨论上述各问题.

2 电磁场矢量

建立的坐标系如图 1 所示. $t=0$ 时, $z>0$ 空间充满磁导率为 μ_1 , 介电常数为 ϵ_1 的介

质 1(折射率 $n_1 \equiv c\sqrt{\mu_1 \epsilon_1}$, c 为真空中光速). 而 $z < 0$ 的空间充满磁导率 μ_2 , 介电常数为 ϵ_2 的介质 2(折射率 $n_2 \equiv c\sqrt{\mu_2 \epsilon_2}$). 介质 2 以任意速度 $\mathbf{v}$ 匀速运动($\mathbf{v} = v_x \mathbf{x} + v_y \mathbf{y} + v_z \mathbf{z}$, 下标 x, y, z 分别表示速度矢量沿三坐标轴的投影, 下同). t 时刻两介质界面位于 $z = v_z t$ 处.

设入射电磁波为 TE 波, 其频率为 ω_i , 入射角为 θ_i , 波矢量 $\mathbf{k}_i$ 在 xoz 平面内(即 $k_{iy} = 0$, 下标 i, r, t 分别表示属于入射波、反射波和透射波的量, 下同), 故入射电磁波可表达为

$$\mathbf{E}_i = yE_0 \exp i(k_{ix}x + k_{iz}z - \omega_i t), \quad (1a)$$

$$\mathbf{H}_i = (xH_0 \cos \theta_i + zH_0 \sin \theta_i) \exp i(k_{ix}x + k_{iz}z - \omega_i t), \quad (1b)$$

其中, $H_0 = E_0 \sqrt{\epsilon_1 / \mu_1}$, $k_{ix} = k_i \sin \theta_i$, $k_{iz} = -k_i \cos \theta_i$, $k_i = n_1 k_0$, $k_0 = \omega_i / c$.

讨论需要用到反射波、透射波与入射波的波矢量和频率之间的关系, 根据先前已经得到的结果^[7], 有

$$k_{rx} = k_{tx} = k_{ix} = k_x, \quad (2a)$$

$$k_{ry} = k_{ty} = k_{iy} = k_y, \quad (2b)$$

$$k_{rz} = k_i \frac{(1 + n_1^2 \beta_z^2) \cos \theta_i + 2 n_1 \beta_z}{1 - n_1^2 \beta_z^2}, \quad (2c)$$

$$\omega_r = \omega_i \frac{1 + n_1^2 \beta_z^2 + 2 n_1 \beta_z \cos \theta_i}{1 - n_1^2 \beta_z^2}, \quad (2d)$$

$$k_{tz} = k_0 \frac{\beta_z (1 + n_1 \beta_z \cos \theta_i) - q}{1 - \beta_z^2}, \quad (2e)$$

$$\omega_t = \omega_i \frac{1 + n_1 \beta_z \cos \theta_i - q \beta_z}{1 - \beta_z^2}, \quad (2f)$$

其中, $q^2 k_0^2 = (1 - \beta_z^2) [\gamma^2 (n_2^2 - 1) (k_0 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{k}_i)^2 - (k_x^2 + k_y^2)] + a^2$, $\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v} / c$, $a = k_0 - \beta_z k_{iz}$.

求解反射波、透射波与入射波的电磁场矢量之间的关系实际上是一个边值问题, 由于此时界面是运动的, 故需用到运动边界的边值关系^[8], 即界面两侧 $\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} - (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B}$ 和 $\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} + (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{D}$ 连续, 由此得到下面四个方程

$$E_{iy} + v_z B_{ix} + E_{ry} + v_z B_{rx} = E_{ty} + v_z B_{tx}, \quad (3a)$$

$$E_{ix} - v_z B_{iy} + E_{rx} - v_z B_{ry} = E_{tx} - v_z B_{ty}, \quad (3b)$$

$$H_{iy} - v_z D_{ix} + H_{ry} - v_z D_{rx} = H_{ty} - v_z D_{tx}, \quad (3c)$$

$$H_{ix} + v_z D_{iy} + H_{rx} + v_z D_{ry} = H_{tx} + v_z D_{ty}. \quad (3d)$$

此外根据 Maxwell 方程组, 有

$$\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{D}_r = 0, \quad (3e)$$

$$\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{D}_t = 0. \quad (3f)$$

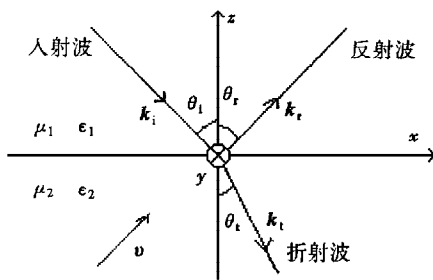


图 1 坐标系的建立

需要用 Maxwell 方程 $\omega \mathbf{B} = \mathbf{k} \times \mathbf{E}$ 和介质的本构关系化简方程组(3). 入射波和反射波在介质 1 中, 其本构关系为

$$\mathbf{D} = \epsilon_1 \mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu_1 \mathbf{H}, \quad (4a)$$

透射波在运动介质 2 中, 其本构关系采用 $\mathbf{kEB}$ 系统中的形式^[8]

$$\begin{bmatrix} c\mathbf{D} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{P}} & \bar{\mathbf{L}} \\ \bar{\mathbf{M}} & \bar{\mathbf{Q}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ c\mathbf{B} \end{bmatrix}, \quad (4b)$$

其中, $\bar{\mathbf{P}} = \frac{\gamma^2}{c\mu_2}[(n_2^2 - \beta^2)\bar{\mathbf{I}} - (n_2^2 - 1)\beta\beta]$, $\bar{\mathbf{Q}} = \frac{\gamma^2}{c\mu_2}[(1 - n_2^2\beta^2)\bar{\mathbf{I}} + (n_2^2 - 1)\beta\beta]$, $\bar{\mathbf{L}} = \bar{\mathbf{M}} = \frac{\gamma^2}{c\mu_2}(n_2^2 - 1)\beta$, $\bar{\beta} \cdot \mathbf{A} \equiv \beta \times \mathbf{A}$, $\bar{\mathbf{I}}$ 为单位张量, $\mathbf{A}$ 为任意矢量.

化简方程组(3), 消去其中的 $\mathbf{D}_r$, $\mathbf{B}_r$, $\mathbf{H}_r$, $\mathbf{D}_t$, $\mathbf{B}_t$, $\mathbf{H}_t$, 得到一个关于 $\mathbf{E}_r$, $\mathbf{E}_t$ 的方程组,

$$\frac{\mathbf{E}_{iy}}{\omega_i} + \frac{\mathbf{E}_{ry}}{\omega_r} = \frac{\mathbf{E}_{ty}}{\omega_t}, \quad (5a)$$

$$\frac{p}{\mu_1} \left(\frac{\mathbf{E}_{iy}}{\omega_i} - \frac{\mathbf{E}_{ry}}{\omega_r} \right) = \frac{q}{\mu_2} \frac{\mathbf{E}_{ty}}{\omega_t} - \gamma^2 (n_2^2 - 1) \frac{\beta_y}{\mu_2} \left[q\beta \cdot \frac{\mathbf{E}_t}{\omega_t} - \left(\frac{\omega_t}{c} - \beta \cdot \mathbf{k}_t \right) \frac{\mathbf{E}_{tz}}{\omega_t} \right], \quad (5b)$$

$$\frac{p}{\mu_1} \frac{\mathbf{E}_{rx}}{\omega_r} - \frac{k_x}{\mu_1} \frac{\mathbf{E}_{rz}}{\omega_r} = \gamma^2 (n_2^2 - 1) \frac{\beta_x}{\mu_2} \left[q\beta \cdot \frac{\mathbf{E}_t}{\omega_t} - \left(\frac{\omega_t}{c} \beta \cdot \mathbf{k}_t \right) \frac{\mathbf{E}_{tz}}{\omega_t} \right] - \frac{q}{\mu_2} \frac{\mathbf{E}_{tx}}{\omega_t} - \frac{k_x}{\mu_2} \frac{\mathbf{E}_{tz}}{\omega_t}, \quad (5c)$$

$$a \frac{\mathbf{E}_{rx}}{\omega_r} + \beta_z k_x \frac{\mathbf{E}_{rz}}{\omega_r} = a \frac{\mathbf{E}_{tx}}{\omega_t} + \beta_z k_x \frac{\mathbf{E}_{tz}}{\omega_t}, \quad (5d)$$

$$k_x \mathbf{E}_{rx} + k_{rz} \mathbf{E}_{rz} = 0, \quad (5e)$$

$$(n_2^2 - \beta^2) \frac{\omega_t}{c} \mathbf{k}_t \cdot \mathbf{E}_t - (n_2^2 - 1) \left(\frac{\omega_t}{c} \mathbf{k}_t \cdot \beta\beta \cdot \mathbf{E}_t + \beta \cdot \mathbf{k}_t \mathbf{k}_t \cdot \mathbf{E}_t - k_t^2 \beta \cdot \mathbf{E}_t \right) = 0, \quad (5f)$$

其中, $p = n_1^2 \beta_z k_0 - k_{iz}$.

消去方程组(5)中的 $\mathbf{E}_{rx}$, $\mathbf{E}_{ry}$, $\mathbf{E}_{rz}$, 便得到关于 $\mathbf{E}_{tx}$, $\mathbf{E}_{ty}$, $\mathbf{E}_{tz}$ 的方程组

$$a_{11} \frac{\mathbf{E}_{tx}}{\omega_t} + a_{12} \frac{\mathbf{E}_{ty}}{\omega_t} + a_{13} \frac{\mathbf{E}_{tz}}{\omega_t} = a_1, \quad (6a)$$

$$a_{21} \frac{\mathbf{E}_{tx}}{\omega_t} + a_{22} \frac{\mathbf{E}_{ty}}{\omega_t} + a_{23} \frac{\mathbf{E}_{tz}}{\omega_t} = a_2, \quad (6b)$$

$$a_{31} \frac{\mathbf{E}_{tx}}{\omega_t} + a_{32} \frac{\mathbf{E}_{ty}}{\omega_t} + a_{33} \frac{\mathbf{E}_{tz}}{\omega_t} = a_3, \quad (6c)$$

其中,

$$a_{11} = -\gamma^2 (n_2^2 - 1) \frac{\mu_1}{\mu_2} q\beta_x\beta_y, \quad a_{12} = -\gamma^2 (n_2^2 - 1) \frac{\mu_1}{\mu_2} q\beta_y^2 + \left(p + \frac{\mu_1}{\mu_2} q \right),$$

$$a_{13} = -\gamma^2 (n_2^2 - 1) \frac{\mu_1}{\mu_2} \beta_y \left(q\beta_z - \frac{\omega_t}{c} + \beta \cdot \mathbf{k}_t \right), \quad a_1 = 2p \frac{\mathbf{E}_{iy}}{\omega_i},$$

$$a_{21} = \frac{n_2^2 - \beta^2}{n_2^2 - 1} \frac{\omega_t}{c} k_x - \left(\beta_x \frac{\omega_t}{c} + k_x \right) \beta \cdot \mathbf{k}_t + \beta_x k_t^2, \quad a_{22} = \beta_y \left(k_t^2 - \frac{\omega_t}{c} \beta \cdot \mathbf{k}_t \right),$$

$$\begin{aligned}
 a_{23} &= \frac{n_2^2 - \beta^2}{n_2^2 - 1} \frac{\omega_t}{c} k_{tz} - \left(\beta_z \frac{\omega_t}{c} + k_{tz} \right) \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{k}_t + \beta_z k_t^2, \quad a_2 = 0, \\
 a_{31} &= -\beta_y \left(n_1^2 a^2 + \frac{\mu_1}{\mu_2} p q \right), \quad a_{32} = \beta_x \left(p^2 + \frac{\mu_1}{\mu_2} p q \right), \\
 a_{33} &= -\beta_y k_x \left(n_1^2 \beta_z a + \frac{\mu_1}{\mu_2} p \right), \\
 a_3 &= 2 \beta_x p^2 \frac{E_{iy}}{\omega_i}.
 \end{aligned}$$

方程组(6)的解为

$$\frac{E_{tx}}{\omega_t} = \frac{D_1}{D_0}, \quad \frac{E_{ty}}{\omega_t} = \frac{D_2}{D_0}, \quad \frac{E_{tz}}{\omega_t} = \frac{D_3}{D_0}, \quad (7)$$

其中,

$$\begin{aligned}
 D_0 &= \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}, \quad D_1 = a_{22}(a_1 a_{33} - a_3 a_{13}) + a_3 a_{121} a_{23}, \\
 D_2 &= -a_{21}(a_1 a_{33} - a_3 a_{13}) + a_{23}(a_1 a_{31} - a_3 a_{11}), \\
 D_3 &= -a_{22}(a_1 a_{31} - a_3 a_{11}) - a_3 a_{121} a_{21}, \\
 a_{121} &= -\gamma^2(n_2^2 - 1) \frac{\mu_1}{\mu_2} q \beta_y^2.
 \end{aligned}$$

其他的透射波和反射波的场矢量可通过 Maxwell 方程组、介质的本构关系和方程(5)得到,即

$$\mathbf{B}_t = \mathbf{k}_t \times \frac{\mathbf{E}_t}{\omega_t} \quad (8a)$$

$$\mathbf{D}_t = \frac{\gamma^2}{\mu_2 c^2} [(n_2^2 - \beta^2) \bar{\mathbf{I}} - (n_2^2 - 1) \boldsymbol{\beta} \boldsymbol{\beta}] \cdot \mathbf{E}_t + \frac{\gamma^2}{\mu_2 c^2} (n_2^2 - 1) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}_t, \quad (8b)$$

$$\mathbf{H}_t = \frac{\gamma^2}{\mu_2 c^2} (n_2^2 - 1) \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{E}_t + \frac{\gamma^2}{\mu_2} [(1 - n_2^2 \beta^2) \bar{\mathbf{I}} - (n_2^2 - 1) \boldsymbol{\beta} \boldsymbol{\beta}] \cdot \mathbf{B}_t, \quad (8c)$$

$$\frac{E_{rx}}{\omega_r} = \frac{k_{rz}}{a k_{rz} - \beta_z k_x^2} \left(a \frac{E_{tx}}{\omega_t} + \beta_z k_x \frac{E_{tz}}{\omega_t} \right), \quad (8d)$$

$$\frac{E_{ry}}{\omega_r} = \frac{E_{ty}}{\omega_t} - \frac{E_{iy}}{\omega_i}, \quad (8e)$$

$$\frac{E_{rz}}{\omega_r} = \frac{-k_x}{a k_{rz} - \beta_z k_x^2} \left(a \frac{E_{tx}}{\omega_t} + \beta_z k_x \frac{E_{tz}}{\omega_t} \right), \quad (8f)$$

$$\mathbf{B}_r = \mathbf{k}_r \times \frac{\mathbf{E}_r}{\omega_r}, \quad (8g)$$

$$\mathbf{D}_r = \epsilon_1 \mathbf{E}_r, \quad (8h)$$

$$\mathbf{H}_r = \frac{\mathbf{B}_r}{\mu_1}. \quad (8i)$$

到此为止,导出了当 TE 波从一种介质入射到另一种以任意方向运动的介质时,反射波、透射波与入射波场矢量之间的关系.由(7)式和(8)式可见,一般情况下,尽管入射波是 TE 波,反射波和透射波都不再是 TE 波.只有当 $\beta_y = 0$ 时,由(7)式可得, $E_{tx} = E_{tz} = 0$,由(8)式进一步可得, $B_{ty} = 0$, $D_{tx} = D_{tz} = 0$, $H_{ty} = 0$, $E_{rx} = E_{rz} = D_{rx} = D_{rz} = 0$, $H_{ry} = B_{ry} = 0$,即此时透射波和反射波都是 TE 波.

3 反射系数和透射系数

按照定义,反射系数和透射系数为

$$R = -S_{rz}/S_{iz}, \quad (9a)$$

$$T = S_{tz}/S_{iz}, \quad (9b)$$

其中, $S_{iz} = \frac{1}{2}(E_{ix}H_{iy}^* - E_{iy}H_{ix}^*)$, $S_{rz} = \frac{1}{2}(E_{rx}H_{ry}^* - E_{ry}H_{rx}^*)$, $S_{tz} = \frac{1}{2}(E_{tx}H_{ty}^* - E_{ty}H_{tx}^*)$, 上标“*”表示复共轭,下同.

图 2 给出了 $n_2 > n_1$ 情形下 R , T 随 β 的变化.与先前讨论的电磁波从真空入射到运动介质的结果不同,随着 β_z 分量的增大,尽管反射系数 R 随 β 值变化改变不大,但透射系数 T 在 $\beta < 0$ 区域不再随 β 增大而单调减小,而是在某一 β 值下有一极值(图 2(b)).特别地,在 $\theta_1 = 0$, β 只有 z 分量的特殊情况下(图 2(c)),当 $\beta = \beta_m$ 时,透射系数 T 达到一极大值,此时有

$$\beta_m = \frac{\sqrt{(n_2 n_1 - 1)^2 - (n_2 - n_1)^2} - (n_2 n_1 - 1)}{n_2 - n_1}, \quad (10)$$

另外,当 β 值为 $\beta_1 = -1/n_1$ 和 $\beta_2 = 1/n_2$ 时, $T = 0$.值得指出的是,在此特殊情况下,对应于 β_m , ω_t 为一极大值,而与 β_1 和 β_2 对应的 $\omega_t = 0$ (见文献[7]).

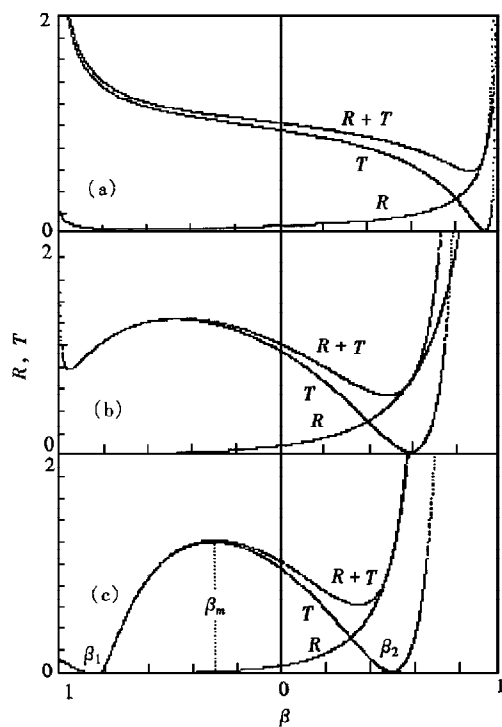
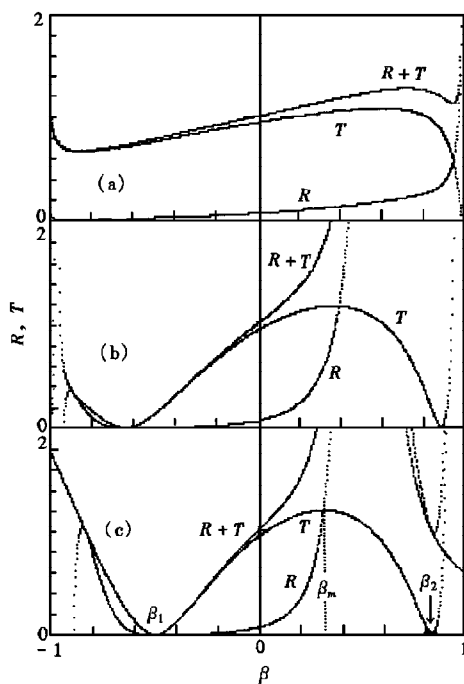
图 3 给出了 $n_2 < n_1$ 情形下 R , T 随 β 的变化.反射系数 R 在 $\beta < 0$ 很小,这与 $n_2 > n_1$ 的情形类似.而在 $\beta > 0$ 区域,随着 β_z 分量的增大, R 随 β 迅速增大.透射系数 T 在 $\beta < 0$ 区域先有一拐点,然后随 β 的增大而增大,在 $\beta > 0$ 区域达到一极大值.同样,在 $\theta_1 = 0$, β 只有 z 分量的特殊情况下(如图 3(c)),当 $\beta = \beta_m$ 时,透射系数 T 达到一极大值,由(10)式可见,此时由于 $n_2 < n_1$,故 $\beta_m > 0$.此外与 $n_2 > n_1$ 的情况相同,当 β 值为 $\beta_1 = -1/n_1$ 和 $\beta_2 = 1/n_2$ 时, $T = 0$;对应于 β_m , ω_t 为一极大值,而与 β_1 和 β_2 对应的 $\omega_t = 0$.

4 反射波、透射波与入射波之间的能量关系

从图 2,3 可看出,一般情形下, $R + T \neq 1$,即 $-S_{iz} - S_{rz} + S_{tz} \neq 0$.此时由于介质的运动,反射波、透射波与入射波之间的能量关系变得相当复杂^[9],设想有一个具有单位截面的薄圆柱体跨越边界两侧,其轴线平行于 z 轴,进入圆柱体的总的时间平均功率流为 P_{el} ,

$$P_{el} = -S_{iz} - S_{rz} + S_{tz}, \quad (11a)$$

由于介质的运动,运动介质要占据更多的原静止介质的空间或出让空间给静止介质,故圆

图2 $n_2 > n_1$ 且 $\theta_i = 0$ 情形下 R, T 随 β 的变化
 $\mu_1 = \mu_2 = 1, \epsilon_1 = 1.44, \epsilon_2 = 4, n_1 = 1.2, n_2 = 2$
(a) $\beta_x = 0.787\beta, \beta_y = 0.577\beta, \beta_z = 0.218\beta$,(b) $\beta_x = 0.218\beta, \beta_y = 0.577\beta, \beta_z = 0.787\beta$,(c) $\beta_x = 0, \beta_y = 0, \beta_z = \beta$ 图3 $n_2 < n_1$ 且 $\theta_i = 0$ 情形下 R, T 随 β 的变化
 $\mu_1 = \mu_2 = 1, \epsilon_1 = 4, \epsilon_2 = 1.44, n_1 = 2, n_2 = 1.2$
(a) $\beta_x = 0.787\beta, \beta_y = 0.577\beta, \beta_z = 0.218\beta$,(b) $\beta_x = 0.218\beta, \beta_y = 0.577\beta, \beta_z = 0.787\beta$,(c) $\beta_x = 0, \beta_y = 0, \beta_z = \beta$

柱体内的电磁能量有所改变,其变化率为 P_s ,其大小为介质运动速度的 z 分量与界面两侧电磁波能量密度差值的乘积,

$$P_s = \frac{1}{4} v_z [(\mathbf{E}_t \cdot \mathbf{D}_t^* + \mathbf{H}_t \cdot \mathbf{B}_t^*) - (\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{D}_i^* + \mathbf{H}_i \cdot \mathbf{B}_i^*) - (\mathbf{E}_r \cdot \mathbf{D}_r^* + \mathbf{H}_r \cdot \mathbf{B}_r^*)], \quad (11b)$$

显然,当 $v_z \neq 0$ 时, $P_{el} \neq P_s$,为保持介质的恒速运动,必须有一部分机械功率 P_m 供给系统,即单位面积介质表面上有一个机械力 $\mathbf{F}_m$,

$$P_m = P_s - P_{el} = \mathbf{F}_m \cdot \mathbf{v}_z, \quad (11c)$$

实际上,这个机械力 $\mathbf{F}_m$ 是用来抵消电磁波施加到单位面积介质表面上的辐射压力 $\mathbf{F}_{el}$,以保持介质的匀速运动,由电磁场的动量流密度张量和动量密度得到,

$$\mathbf{F}_{elz} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{1z} \mathbf{D}_{1z}^* + \mathbf{H}_{1z} \mathbf{B}_{1z}^*) - \frac{1}{4} (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{D}_1^* + \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{B}_1^*) + \frac{1}{2} v_z (\mathbf{D}_{1x} \mathbf{B}_{1y}^* - \mathbf{D}_{1y} \mathbf{B}_{1x}^*), \quad (11d)$$

$$\mathbf{F}_{elrz} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{rz} \mathbf{D}_{rz}^* + \mathbf{H}_{rz} \mathbf{B}_{rz}^*) - \frac{1}{4} (\mathbf{E}_r \cdot \mathbf{D}_r^* + \mathbf{H}_r \cdot \mathbf{B}_r^*) + \frac{1}{2} v_z (\mathbf{D}_{rx} \mathbf{B}_{ry}^* - \mathbf{D}_{ry} \mathbf{B}_{rx}^*), \quad (11e)$$

$$F_{eltz} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}_{tz}D_{tz}^* + \mathbf{H}_{tz}B_{tz}^*) - \frac{1}{4}(\mathbf{E}_t \cdot \mathbf{D}_t^* + \mathbf{H}_t \cdot \mathbf{B}_t^*) + \frac{1}{2}v_z(D_{tx}B_{ty}^* - D_{ty}B_{tx}^*), \quad (11f)$$

$$F_{elz} = F_{elz} + F_{elz} - F_{eltz}, \quad (11g)$$

$$\text{且,} \quad F_{elz} = -F_{mz} = -P_m/v_z. \quad (11h)$$

图 4, 5 给出了 $\theta_i=0$ 情况下 P_{el} , P_s 和 P_m 随 β 的变化, 从图中可以得到三者之间的平衡关系. 当 β 值较大时, 所有的 P_{el} , P_s 和 P_m 的值都变得很大, 这是由于相对论效应造成的.

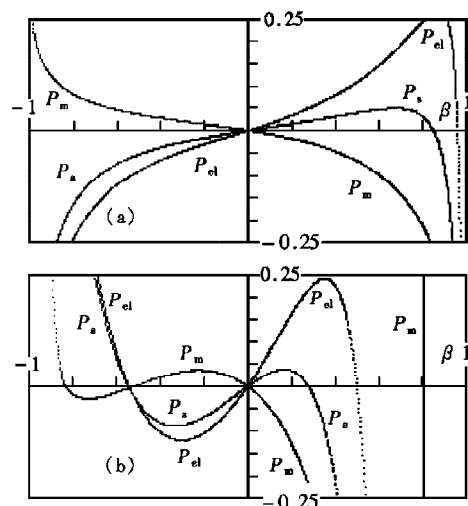


图 4 $n_2 > n_1$ 且 $\theta_i=0$ 情形下 P_{el} , P_s , P_m 随 β 的变化(单位: $E_0 H_0$) $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\epsilon_1 = 1.44$, $\epsilon_2 = 4$, $n_1 = 1.2$, $n_2 = 2$

(a) $\beta_x = 0.787\beta$, $\beta_y = 0.577\beta$, $\beta_z = 0.218\beta$

(b) $\beta_x = 0$, $\beta_y = 0$, $\beta_z = \beta$

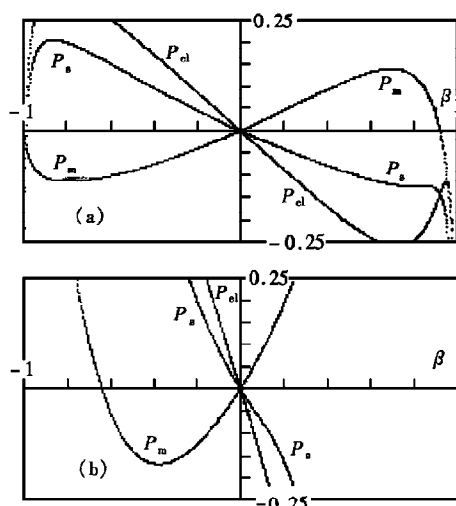


图 5 $n_2 < n_1$ 且 $\theta_i=0$ 情形下 P_{el} , P_s , P_m 随 β 的变化(单位: $E_0 H_0$) $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\epsilon_1 = 4$, $\epsilon_2 = 1.44$, $n_1 = 2$, $n_2 = 1.2$

(a) $\beta_x = 0.787\beta$, $\beta_y = 0.577\beta$, $\beta_z = 0.218\beta$

(b) $\beta_x = 0.218\beta$, $\beta_y = 0.577\beta$, $\beta_z = 0.787\beta$

从图 4, 5 中 P_m 随 β 的变化可讨论电磁波对运动介质的作用力 F_{el} 的性质. 已知当电磁波从真空入射到运动介质时^[8-10], 在 $\beta > 0$ 区, 恒有 $P_m < 0$, 也就是说当介质迎着电磁波运动时, 电磁波对介质的作用力为使介质加速的引力, 要使介质保持匀速, 必须有一与此方向相反的机械力, 即机械力作负功; 在 $\beta < 0$ 区, 则恒有 $P_m > 0$, 即此时电磁波对介质的作用力为使之减速的引力, 这意味着必须有机机械力作正功, 才能保持介质匀速运动. 可是从图 4, 5 可见, 当入射波(及反射波)所在的空间不是真空而是介质时, 情况相当复杂. 图 4 是 $n_2 > n_1$ 的情形, 当 β_z 分量较小时, 情况和电磁波从真空入射的情形类似(图 4(a)), 随着 β_z 分量的增大, 在 $\beta < 0$ 时, 有一区域出现 $P_m < 0$, 在 $\beta > 0$ 时, 有一区域出现 $P_m > 0$ (图 4(b)). 由(11h)式可知, 这意味着在这些区域 $F_{elz} < 0$, 即电磁波对运动介质的作用力为斥力. 图 5 是 $n_2 < n_1$ 的情形, 不管 β_z 分量有多大, 在 $\beta < 0$ 时, 有很大一部分区

域出现 $P_m < 0$, 且在 $\beta > 0$ 时, 有很大一部分区域出现 $P_m > 0$. 由(11h)式可知, 这意味着在这些区域同样有 $F_{elz} < 0$, 即电磁波对运动介质的作用力为斥力. 由此可见, 电磁波由一种介质入射到另一种以任意方向运动的介质界面的情况要比电磁波由真空入射到运动介质界面的情况复杂, 本文揭示出了一些新颖的物理现象, 并期待着对该问题作进一步的研究以揭示其机制.

- [1] J. Van Bladel, *Relativity and Engineering*(Springer, Berlin, 1984).
- [2] C. Yeh, *J. Appl. Phys.*, **36**(1965), 3513.
- [3] T. Shiozawa, K. Hazawa, N. Kumagai, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 4459.
- [4] T. Shiozawa, K. Hazawa, *Radio Sci.*, **3**(1968), 569.
- [5] Yao-xiong Huang, *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 2575.
- [6] Yao-xiong Huang, *J. Mod. Opt.*, **45**(1998), 1725.
- [7] Yao-xiong Huang, *J. Mod. Opt.*, **44**(1997), 623.
- [8] J. A. Kong, *Theory of Electromagnetic Waves*(John Wiley and Sons, New York, 1975), 6, 38, 112.
- [9] P. Daly, Harry Gruenberg, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 4486.
- [10] C. Yeh, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 5194.

THE GENERAL SOLUTION FOR THE PROBLEM OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE REFLECTED AND TRANSMITTED FROM THE INTERFACE BETWEEN A STATIONARY DIELECTRIC MEDIUM AND A DIELECTRIC MEDIUM MOVING IN AN ARBITRARY DIRECTION

HE QI-CAI

(Department of Physics, Sun Yat-Sen University of Medical Sciences, Guangzhou 510089)

HUANG YAO-XIONG

(Institute of Biomedical Engineering, Jinan University, Guangzhou 510632)

(Received 10 September 1998)

ABSTRACT

The problem of reflection and transmission of an electromagnetic plane wave incident from a dielectric medium, reflected and transmitted by another dielectric medium which moving in an arbitrary direction is analyzed in detail. The field vectors of the reflected and transmitted waves, and the reflection and transmission coefficients as well as the energy relations are deduced for the reflected, transmitted and incident waves. In particular, the properties of the force exerted on the moving medium by a plane wave are discussed in comparison with the case in which the incident space is free space and some new phenomenon are suggested for notice.

PACC: 4110H