

渡越辐射过程中的能量关系 和荷电粒子的速率变化问题

严祖祺 阮可妃 周承浩
(上海科技大学 物理系)

提 要

本文从麦克斯韦方程出发,定量地讨论了高速带电粒子通过界面产生渡越辐射过程中的能量平衡问题;并由此揭示了带电粒子越过箔片组过程中的速率脉动变化问题。这一工作有助于完善带电粒子通过箔片组产生渡越辐射的理论。

关键词: 渡越辐射; 能量平衡。

一、引 言

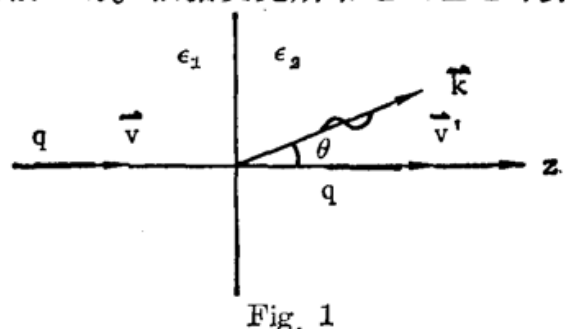
高速荷电粒子通过周期性排布的箔片组所产生的很强的共振渡越辐射是具有广泛应用价值的渡越辐射技术的基本形式。目前流行的共振渡越辐射理论^[1,2]是依照电子束恒速通过箔片组中各界面为前提来推导系统的辐射强度和共振条件的。Jackson^[3]认为渡越辐射电磁波的能量是由电子越过界面时,固有场能发生变化所提供的。这种观点间接地支持了电子恒速越过箔片组各个界面的假设。实际上电子越过箔片组各个界面时,因辐射损耗不可能维持原有的速度。在渡越辐射过程中所涉及的能量关系,不单是电子的固有场能和辐射能之间的转换,还涉及到电子的动能变化。流行的共振渡越辐射理论尚不严格,在处理共振渡越辐射问题时,还应考虑电子的速率脉动变化因素。本文将按照麦克斯韦电磁理论来定量讨论渡越辐射过程中的能量关系和电子速率脉动变化问题。

二、运动电荷在介质中的固有场和辐射场

设两相邻介质的介电常数分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 , 速率为 v 的电荷 q 沿着 z 轴垂直地通过界面,如图 1 所示。在此情况,所发射的电磁波的频率是很高的。根据麦克斯韦电磁理论计算得运动电荷的电流和电场的傅里叶分量, $J_{zk\omega}$,

$E_{zk\omega}$, $E_{\perp k\omega}$ 分别满足如下关系*

$$J_z = \int j_z \exp[-i\mathbf{K}\mathbf{r}_\perp + i\omega t] d\mathbf{r}_\perp dt$$
$$= \frac{q}{(2\pi)^3} \exp\left[i\frac{\omega}{v}z\right], \quad (1)$$



收稿日期: 1989年6月30日; 收到修改稿日期: 1989年9月27日

* 为简洁起见,各傅里叶分量的下标 k, ω 均被略去。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon\right)(\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_\perp) = ik^2 \frac{\partial E_z}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \epsilon E_z + \epsilon \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k^2\right) E_z = -\frac{4\pi i \omega q}{c^2 (2\pi)^3} \left(\epsilon - \frac{c^2}{v^2}\right) \exp\left(i \frac{\omega}{v} z\right). \quad (3)$$

在任一均匀介质中方程(3)的解可写为

$$E_z = E_z^q + E_z^R, \quad (4)$$

$$E_z^q = \frac{-4\pi i q [1 - (c^2/v^2)\epsilon] \exp(i\omega z/v)}{\omega (2\pi)^3 [\epsilon - (c^2/v^2) - (k^2 c^2/\omega^2)]}, \quad (5)$$

$$E_z^R = \frac{4\pi i q}{\omega (2\pi)^3} a \exp\left[\pm i \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon - (k^2 c^2/\omega^2)} z\right], \quad (6)$$

式中 E_z^q 是方程(3)的特解, 代表电荷在介质中的感应场或称电荷的固有场; E_z^R 是方程(3)的通解, 代表脱离电荷的辐射场。(6)式中的振幅系数 a 可由通过界面上电场的边界条件来确定, 经计算两种介质中的振幅系数 a_1 和 a_2 满足如下关系

$$\left. \begin{aligned} \frac{(k^2 c^2/\omega^2)}{\epsilon_1 - (c^2/v^2) - (k^2 c^2/\omega^2)} - \epsilon_1 a_1 &= \frac{(k^2 c^2/\omega^2)}{\epsilon_2 - (c^2/v^2) - (k^2 c^2/\omega^2)} - \epsilon_2 a_2, \\ \frac{(k^2 c^2/\omega^2)}{v \epsilon_1 [\epsilon_1 - (c^2/v^2) - (k^2 c^2/\omega^2)]} + \frac{a_1}{c} \sqrt{\epsilon_1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2}} & \\ &= \frac{(k^2 c^2/\omega^2)}{v \epsilon_2 [\epsilon_2 - (c^2/v^2) - (k^2 c^2/\omega^2)]} - \frac{a_2}{c} \sqrt{\epsilon_2 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2}}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

对超相对论性的高速电子来说, 其能量 $E \gg Mc^2$ 所发射的电磁波属软 X 光波段, 在此情况, $\epsilon = [1 - (\omega_p^2/\omega^2)]$, $\omega \gg \omega_p$, $(v^2/c^2) = [1 - (Mc^2/E)^2]$, 于是由(7)式可算出

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= 0, \\ a_2 &= \frac{\theta^2 (\omega_{p_2}^2 - \omega_{p_1}^2)}{\omega^2 [\theta^2 + (\omega_{p_1}^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2] [\theta^2 + (\omega_{p_2}^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2]}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中的 θ 是波矢 \mathbf{K} 和粒子速度 \mathbf{v} 之间的交角, $\theta^2 \ll 1$; $\omega_p^2 = (4\pi N e^2/M)$ 是介质的等离子体频率。 $a_1 = 0$, 意味着超相对论性电子无后向渡越辐射, 只有前向辐射, 其场的振幅系数是 a_2 。

辐射场和固有场的垂直分量 E_\perp^R, E_\perp^q 和 E_z^R, E_z^q 有下述关系*

$$(\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_\perp^q) = -\frac{k^2 c^2}{v \omega [\epsilon - (c^2/v^2)]} E_z^q, \quad \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_\perp^R = \mp \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon - \frac{k^2 c^2}{\omega^2}} E_z^R, \quad (9)$$

这样由(5)和(6)式确定的 E_z^q, E_z^R 可定出 E_\perp^q, E_\perp^R 。

三、渡越辐射场的能量

辐射场的能量相当于 $t \rightarrow \infty$ 时, 介质 ϵ_2 中辐射波场的总能量(后向辐射可忽略)。注意到电磁波场中的电场能和磁场能是相等的, 于是辐射能

$$W_z^R = \frac{1}{4\pi} \int d\mathbf{r}_\perp \int_{t \rightarrow \infty} dz \epsilon_2 [(\epsilon_z^R(\mathbf{r}t))^2 + (\epsilon_\perp^R(\mathbf{r}t))^2], \quad (10)$$

由(9)式可导出

* 由(3)式可导出。

$$|\varepsilon_{\perp}^R(\mathbf{r}t)|^2 = \frac{\omega^2}{c^2 k^2} \left(\epsilon_2 - \frac{c^2 k^2}{\omega^2} \right) |\varepsilon_z^R|^2, \quad (11)$$

并注意到

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_z^R &= \int E_z^R \exp[\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_2 - \omega t] d\mathbf{K} d\omega, \\ E_z^R &= \frac{4\pi i q}{\omega (2\pi)^3} a_2 \exp \left[-i \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_2 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2}} z \right], \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

考虑到在超相对论性粒子的近似条件下, 可用(8)式来表示, 并注意到 $(dk^2/k^2) = (d\theta^2/\theta^2)$, $\epsilon_2 \cong 1$, $\sin^2 \theta \doteq \theta^2 = (k^2 c^2 / \omega^2 \epsilon_2) \ll 1$, 则可算得辐射能表达式为

$$W_z^R = \int_0^{\infty} W_z^R(\omega) d\omega, \quad (13)$$

$$W_z^R(\omega) = \frac{q^2}{\pi c} \int_0^{\infty} \theta^2 d\theta \left\{ \frac{[(\omega_{p_2}^2 - \omega_{p_1}^2) / \omega^2]}{[\theta^2 + (\omega_{p_1}^2 / \omega^2) + (Mc^2/E)] [\theta^2 + (\omega_{p_2}^2 / \omega^2) + (Mc^2/E)^2]} \right\}^2.$$

现在针对两种典型情况来计算 $W_z^R(\omega)$ 和总辐射能 W_z^R 。

1. 两介质的介电常数非常接近

在此情况下 $(\omega_{p_2}^2 \cong \omega_{p_1}^2 \cong \omega_p^2)$, 于是(13)式可简化为

$$W_z^R(\omega) = \frac{q^2}{6\pi c} \left(\frac{\omega_{p_2}^2 - \omega_{p_1}^2}{\omega^2} \right)^2 \frac{1}{[(\omega_p^2 / \omega^2) + (Mc^2/E)^2]^2}, \quad (14)$$

$$W_z^R = \int W_z^R(\omega) d\omega = \frac{q^2 \omega_p}{24c} \frac{E}{Mc^2} \left(\frac{\omega_{p_2}^2 - \omega_{p_1}^2}{\omega_p^2} \right)^2. \quad (15)$$

2. 凝聚态箔片被真空或气体间隔

当电子由介质 ϵ_1 进入真空, 相当于 $\omega_{p_2}^2 = 0$, $\omega_{p_1}^2 = \omega_p^2$, 在此情况下, 则得

$$W_z^R(\omega) = \frac{2q^2}{\pi c} \left\{ \left[\frac{1}{2} + \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \left(\frac{Mc^2}{E} \right)^2 \right] \ln \left[1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2} \left(\frac{E}{Mc^2} \right)^2 \right] - 1 \right\}, \quad (16)$$

$$W_z^R = \int_0^{\infty} W_z^R(\omega) d\omega \doteq \frac{q^2}{3c} \omega_p \frac{E}{Mc^2}, \quad (17)$$

当电子由真空进入介质, 相当于 $\omega_{p_1}^2 = 0$, $\omega_{p_2}^2 = \omega_p^2$, 则得

$$W_z^R = \int_0^{\infty} W_z^R(\omega) d\omega \simeq \frac{q^2}{3c} \omega_p \frac{E}{Mc^2}. \quad (18)$$

由此说明, 当粒子由真空进入介质或由介质进入真空, 所产生的渡越辐射能是相同的。

四、辐射场对电荷所做的功

带电粒子 q 越过界面所产生的辐射场 ε^R 已脱离电荷, 会对带电粒子施力并做功, 使其动能有所变化。其功率为

$$\frac{dA}{dt} = q(\mathbf{v} \cdot \varepsilon^R)_{\mathbf{r}=\mathbf{v}t}, \quad (19)$$

若设电荷 q 越过界面的瞬时为 $t=0$ 时刻, 那么 $\varepsilon^R|_{t<0}=0$, $\varepsilon^R|_{t>0} \neq 0$, 于是辐射场对电荷所做的总功

$$A = q \int_0^{\infty} (\mathbf{v} \cdot \varepsilon^R)_{\mathbf{r}=\mathbf{v}t} dt. \quad (20)$$

为了处理问题方便, 可以把电荷越过界面的运动问题转换为电荷在 $\varepsilon(t)$ 随 t 突变的

均匀介质中的运动问题。在此情形 $\epsilon(t) |_{t < 0} = \epsilon_1 \cdot \epsilon(t) |_{t > 0} = \epsilon_2$, 介质在空间上是均匀的, 在时间上有突变。于是电流和场量可按空间傅里叶分量来展开。可以证明场的傅里叶分量满足方程组

$$\left. \begin{aligned} k^2 \mathbf{E}_k(t) - \mathbf{K}[\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_k(t)] + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon \mathbf{E}_k(t) &= \frac{4\pi i q \mathbf{v}(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})}{c^2 (2\pi)^3} \exp[-i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})t], \\ \frac{\partial \mathbf{H}_k(t)}{\partial t} &= -ic[\mathbf{K} \times \mathbf{E}_k(t)], \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

利用电磁场在界面的边界条件, 可以由(21)式得到

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_k^q &= \frac{4\pi i q (\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v} \exp[-i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})t]}{c^2 (2\pi)^3 \{k^2 - [\epsilon(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})^2/c^2]\}}, \\ \mathbf{E}_k^R &= \frac{v 4\pi i q}{vk(2\pi)^3} \left[a_+ \exp\left(-i \frac{kct}{\sqrt{\epsilon}}\right) + a_- \exp\left(i \frac{kct}{\sqrt{\epsilon}}\right) \right], \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{H}_k^q &= \frac{4\pi i q (\mathbf{K} \times \mathbf{v}) \exp[-i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})t]}{c(2\pi)^3 [k^2 - \epsilon(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})^2/c^2]}, \\ \mathbf{H}_k^R &= \frac{4\pi i q \sqrt{\epsilon} (\mathbf{K} \times \mathbf{v})}{v(2\pi)^3 k^2} \left[a_+ \exp\left(-i \frac{kc}{\sqrt{\epsilon}} t\right) - a_- \exp\left(i \frac{kc}{\sqrt{\epsilon}} t\right) \right], \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$a_{\pm} = \frac{k^2 v}{2c\epsilon_2} \left\{ \frac{[\epsilon_1(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})/kc] \pm \sqrt{\epsilon_2}}{k^2 - [\epsilon_1(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})^2/c]} - \frac{[\epsilon_2(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})/kc] \pm \sqrt{\epsilon_2}}{k^2 - [\epsilon_2(\mathbf{K} \cdot \mathbf{v})^2/c^2]} \right\}. \quad (24)$$

在超相对论性粒子近似下, (24)式可简化为

$$a_- = 0, \quad a_+ = [\theta^2 + (\omega_{p_1}^2/k^2 c^2) + (Mc^2/E)^2]^{-1} - [\theta^2 + (\omega_{p_2}^2/k^2 c^2) + (Mc^2/E)^2]^{-1}, \quad (25)$$

式中 a_+ 代表沿 \mathbf{K} 方向传播的辐射场振幅, 相当于前向辐射; $a_- = 0$ 意味着无后向辐射。由(22)式代入(20)式经复杂计算得在超相对论近似下辐射场对电荷所做的功

$$A = \int_0^\infty d\omega \int_0^\pi 2\pi \sin \theta W(\omega, \theta) d\theta = \int_0^\infty W(\omega) d\omega, \quad (26)$$

$$W(\omega, \theta) = q^2 v^3 \sin^2 \theta \cos \theta (\epsilon_1 - \epsilon_2) / 2\pi^2 c^4 [1 - \epsilon_1 (v/c)^2 \cos^2 \theta] [1 - \sqrt{\epsilon_2} (v/c) \cos \theta]^2, \quad (27)$$

$$W(\omega) = \frac{2q^2}{\pi c} \left\{ \frac{1}{3} + \frac{(\omega_{p_1}^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2}{\omega_{p_1}^2 - \omega_{p_2}^2} \omega^2 \ln \left[\frac{(\omega_{p_1}^2/\omega^2) (Mc^2/E)^2}{(\omega_{p_2}^2/\omega^2) (Mc^2/E)^2} \right] \right\}. \quad (28)$$

下面针对二种典型情况算出辐射场对电荷所做的功。

1. 两介质的介电常数非常接近

此时, $\omega_{p_1}^2 \doteq \omega_{p_2}^2 \doteq \omega_p^2$ 。于是得

$$W(\omega) = \frac{q^2}{\pi c} \frac{\omega_{p_1}^2 - \omega_{p_2}^2}{\omega^2} \frac{1}{(\omega_p^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2}, \quad (29)$$

$$A = \int_0^\infty W(\omega) d\omega = \frac{q^2 (\omega_{p_1}^2 - \omega_{p_2}^2)}{2c\omega_p} \frac{E}{Mc^2}. \quad (30)$$

2. 凝聚态箔片被真空或气体间隔

当电荷由真空进入介质时, $\omega_{p_1}^2 = 0$, $\omega_{p_2}^2 = \omega_p^2$, 则

$$\begin{aligned} A &= \int_0^\infty W(\omega) d\omega = \int_0^\infty \frac{2q^2}{\pi c} \left[\frac{1}{3} + \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \left(\frac{Mc^2}{E} \right)^2 \right] \ln \left[\frac{(Mc^2/E)^2}{(\omega_p^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2} \right] d\omega \\ &= \frac{2}{3} q^2 \frac{\omega_p}{c} \frac{E}{Mc^2}; \end{aligned} \quad (31)$$

当电荷由介质进入真空时, $\omega_{p_1}^2 = 0$, $\omega_{p_2}^2 = \omega_p^2$, 则

$$A = \int_0^\infty d\omega \frac{2q^2}{\pi c} \left\{ \frac{1}{3} - \ln \left[\frac{\omega_p^2 (E/Mc^2)^2 + \omega^2}{\omega^2} \right] - \frac{\omega^2 (Mc^2/E)^2}{\omega_p^2} \ln \left[\frac{\omega_p^2 (E/Mc^2)^2 + \omega^2}{\omega^2} \right] \right\} \\ = -\frac{4}{3} q^2 \frac{\omega_p}{c} \frac{E}{Mc^2} \quad (32)$$

从以上各式可以看出, 不管什么情况辐射场总要对电荷作正功或负功, 使电荷加速或减速。对照(31)和(32)式可以明显看出, 当电荷由真空进入介质时辐射场对电荷做正功, 使带电粒子被加速, 增加了动能。当电荷离开介质进入真空时辐射场对带电粒子做负功, 使电荷的功能减少。由此可见, 在渡越辐射箔片组系统中, 电子的速度不可能是恒定的。

五、运动电荷感生的固有场能量的变化

如前所述, 当电荷由真空进入介质时, 既要向外发射电磁波而输出能量, 又会使粒子加速而增加动能。从能量观点来看, 必须另有能源。经过分析, 上述能量是由电荷本身场能的变化提供的。

如前所述, 运动电荷本身感应的固有场是 $\epsilon^q[\mathbf{r}t]$ 和 $\mathcal{H}^q[\mathbf{r}t]$ 。相应的电磁场能量是

$$W^q = \frac{1}{8\pi} \int [\epsilon(\epsilon^q)^2 + (\mathcal{H}^q)^2] d\mathbf{r}, \\ \left. \begin{aligned} \epsilon^q &= \int \mathbf{E}_k^q(t) \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{K}, \quad \mathcal{H}^q = \int \mathbf{H}_k^q \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) dk, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

将(22)、(23)式中的 \mathbf{E}_k^q 、 \mathbf{H}_k^q 代入上式, 并注意超相对论近似条件可算得

$$W^q(\omega_{p_1,2}) = \frac{q}{\pi c} \int_0^\infty \theta^2 d\theta \int_0^\infty d\omega [\theta^2 + (\omega_{p_1,2}^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2]^{-2}. \quad (34)$$

当带电粒子从介质 ϵ_1 进入介质 ϵ_2 时, 其场能的改变量

$$\Delta W^q = W^q(\omega_{p_2}) - W^q(\omega_{p_1}). \quad (35)$$

在几种典型情况下, ΔW^q 的计算结果如下

1. 两介质的介电常数非常接近

$$\Delta W^q = \frac{2q^2}{\pi c} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \theta^2 d\theta \frac{\omega_{p_2}^2 - \omega_{p_1}^2}{[\theta^2 + (\omega_p^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2]^3 \omega^2} = \frac{q^2}{2c} \frac{(\omega_{p_2}^2 - \omega_{p_1}^2)}{\omega_p^2} \frac{E}{Mc^2} \quad (36)$$

2. 凝聚态箔片被真空或气体间隔

当电荷由真空进入介质时, $\omega_{p_1}^2 = 0$, $\omega_{p_2}^2 = \omega_p^2$,

$$\Delta W^q = \frac{q^2}{\pi c} \int_0^\infty d\omega \int_0^\infty \theta^2 d\theta \left\{ \frac{1}{[\theta^2 + (\omega_p^2/\omega^2) + (Mc^2/E)^2]^2} - \frac{1}{[\theta^2 + (Mc^2/E)^2]^2} \right\} \\ = \frac{q^2}{\pi c} \int_0^\infty d\omega \ln \frac{(E/Mc^2)^2 \omega_p^2 - \omega^2}{\omega^2} = -\frac{q^2 \omega_p}{c} \frac{E}{Mc^2}, \quad (37)$$

当电荷由介质进入真空时, $\omega_{p_1}^2 = \omega_p^2$, $\omega_{p_2}^2 = 0$, 则

$$\Delta W^q = \frac{q^2 \omega_p}{c} \frac{E}{Mc^2}. \quad (38)$$

由(37)和(38)式比较可以看出, 当带电粒子由真空进入介质时, 其相应的固有场能要减少。当带电粒子离开介质进入真空时, 其相应的固有场能要增加。其增加量在数值上恰好

等于前者的减少量。

六、能量平衡问题和粒子速度的脉动变化

带电粒子通过由真空间隔的箔片组时, 总要经历粒子由真空进入介质和由介质进入真空的周期性过程。这里分析一个周期过程中的能量平衡问题和粒子速率变化规律。当能量为 E 的带电粒子匀速地由真空进入箔片时, 其辐射能, 固有场能的改变量以及辐射场对电荷所做的功分别为

$$W^R = \frac{q^2}{3c} \omega_p \frac{E}{Mc^2}, \quad \Delta W^a = -\frac{q^2 \omega_p}{c} \frac{E}{Mc^2}, \quad A = \frac{2}{3c} q^2 \omega_p \frac{E}{Mc^2}. \quad (39)$$

在此过程中, 带电粒子固有场能的减少量恰好等于辐射能与粒子动能增加量之和。

当带电粒子离开介质进入真空过程中各相应的能量变化分别为

$$W^R = \frac{q^2}{3c} \omega_p \frac{E}{Mc^2}, \quad \Delta W^a = \frac{q^2 \omega_p}{c} \frac{E}{Mc^2}, \quad A = -\frac{4}{3c} q^2 \omega_p \frac{E}{Mc^2}, \quad (40)$$

由(40)式可知, 粒子由介质进入真空时, 它的动能减少量恰好等于辐射能 W^R 和固有能的增加量 ΔW^a 之和。

总之当电子在能量 E 相同的条件下, 不管是由真空进入介质, 还是由介质进入真空, 系统在界面所发射的辐射能是相同的, 系统的总能量是守恒的。

对照(39)和(40)式还可看出, 粒子离开介质进入真空时, 所失去的动能比粒子由真空进入介质所增加的动能要大一倍。由此说明, 带电粒子通过箔片组发射电磁波过程中, 它的速度有脉动减少的趋势, 不可能维持恒速运动。另外还可看到, 带电粒子进入箔片和离开箔片时在两个界面上所发射的辐射能之和, 恰好等于在上述过程中粒子动能的净减少量。这样可以认为, 渡越辐射能是从电子的动能转化过来的。

正如引言中所指出的, 目前流行的共振渡越辐射理论是基于如下的假设, 即带电粒子保持恒速通过箔片组的各个界面。作者认为, 这种假设过于简单化, 严格的共振渡越辐射理论和辐射强度公式的推导要考虑粒子的脉动减速特性。

参 考 文 献

- [1] M. L. Cherry *et al.*; *Phss. Rev. (D)*, 1974, **D10**, No. 11 (Dec), 3594~3606.
- [2] M. A. Piestrup *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, **QE-19**, No. 3 (Mar), 357~364.
- [3] J. D. Jackson; *«Classical Electrodynamics»*, (2th Edition) (John Wiley & Sons Inc., New York, 1975), 685.

The energy relation and speed variation of charged particles in emitting process of transition radiation

YAN ZUQI, RUAN KEFEI AND ZHOU CHENGHAO

(Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology)

(Received 30 June 1989; revised 27 September 1989)

Abstract

This paper quantitatively discusses the energy balance problem and speed pulsating variation of charged particles in emitting process of transition radiation with Maxwell equation of electromagnetic field. This work is helpful to perfect the theory of resonance transition radiation.

Key words: transition radiation; energy balance.

非线性导波光学研讨会在穗召开

由中国光学学会纤维光学与集成光学专业委员会主办,委托华南师范大学量子电子学研究所主持召开的“非线性导波光学研讨会”于1990年1月17~21日在广州市举行。来自全国12所高等院校和中科院研究所的25名代表出席了会议。华南师范大学刘颂豪校长作了“孤子激光与孤子光纤通信”的报告。非线性导波光学中发展较快的是受孤子光通信推动而进行的光纤非线性的研究。我国成都电子科技大学与华中理工大学关于含高阶非线性项的非线性薛定谔方程的推导及求解,表明我国在这个领域的理论工作,已进入世界前列。至于实验研究工作正由上海交大、中山大学等几所高等院校在进行着。会议认为,研制成功我国自己的孤子光纤通信系统,大约需五年时间,目前存在的是经费困难问题。会议推举刘颂豪校长组织合作研究。

就会议上报告的非线性导波在器件、应用研究方面看,我国有自己的特色。哈尔滨工业大学李淳飞教授介绍了非线性波导开关的发展情况;上海交大用扫描电镜加计算机控制,刻制各种形式的非线性光栅耦合器,包括变周期光栅,北京邮电学院改用端面耦合和端面覆盖波晶波导,得到光学双稳态;上海光机所介绍了量子阱波导研究的情况;北京物理所介绍了光栅耦合 GaAs/GaAlAs 多量子阱波导实现室温反射型光学非线性调制。

会议认为非线性导波光学是内容极其丰富、应用前景广阔的研究领域。会议推荐李淳飞教授组织几个专题的研究,包括:管线器件、光栅器件、谐振腔器件、量子阱波导器件以及棱镜耦合器件等。

这次会议专业性很强,十分对口,讨论深入而又充分,代表们一致认为是一次很成功的学习交流会。

(乙 民、王晓冬 供稿)