

Smith-Purcell 型自由电子 激光器的增益特性

张大可

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文应用耦合模近似以及电子 Bloch 方程相结合的方法, 从量子力学的角度计算了受激 Smith-Purcell 型自由电子激光器的增益, 并探讨了通过改变光栅空间频率以提高增益的可能性。

Gain characteristics of free-electron lasers using Smith-Purcell effect

Zhang Dake

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: Coupled-mode approach and electron Bloch equations are combined to calculate the gain of free-electron lasers using Smith-Purcell effect in the gain quantum model. The possibility of increasing gain by changing the spatial frequency of the grating is studied.

一、引言

自由电子受激辐射的设想是在 50 年代初期提出的, 近来在这一领域中进行了大量的理论和实验研究工作。我们知道, 在自由空间恒有 $v_p = \omega/K_r = c$, 而电子束的群速度 v_g 则恒小于光速 c , 因此, 能量和动量守恒条件不可能同时得到满足。为此, 就必须对电子-电磁场体系进行调制, 使得或是改变电子束的群速度, 或是改变电磁波的相速度, 从而使守恒条件得到满足。前一种调制方法即对应于初致辐射型自由电子激光器, 而后者则对应于 Smith-Purcell 型自由电子激光器。

当电磁波沿一周期性慢波结构——光栅表面传播时, 将产生一系列相速度低于光速 c 的表面谐波。设周期性慢波结构沿电磁波传播方向 (z 向) 的周期为 d , 则电磁场的本征模将具有 Floquet-Bloch 形式^[1]:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathbf{A}_m \exp(iK_{rm}z - i\omega t) + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (1)$$

$$K_{rm} \equiv K_{r0} + m2\pi/d \quad (2)$$

显而易见, 只要适当地选择参数 d , 即可使得任意阶谐波的相速度 $v_{pm} = \omega/K_{rm}$ 远小于光速 c 。由于在周期性慢波结构中传播的电磁波的波数 K_{rm} 具有如 (2) 式所示的形式, 而

收稿日期: 1984 年 3 月 14 日。

正是这样一种低相速谐波与电子束相互作用导致了自由电子的受激辐射,所以,在此过程中的能量和动量守恒关系可以表示为:

$$\varepsilon_{k_b} - \varepsilon_{k_a} = \hbar\omega \quad (3)$$

$$\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a = k_r \hat{e}_z \quad (4)$$

其中 $\mathbf{k}_{a,b}$ 表征电子初态和终态的波矢。在以下计算中我们假设只有一阶谐波 ($m=1$) 与电子束相互作用,并为方便起见略去下标,取 $m=1$, 即:

$$\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a = k_r \hat{e}_z \quad (5)$$

式中:

$$k_r \equiv k_{r1} = k_r + 2\pi/d \quad (6)$$

二、物理模型

我们采用一维模型和耦合模 (coupled mode) 近似。在具有(1)、(2)两式所示形式的泵浦场作用下,在电子束等离子体中将产生一定的空间电流密度 J_z 。 J_z 的存在又将在周期性慢波结构中激发起电磁辐射。在这种情况下增益系数 α 定义为^[3]:

$$\alpha = -k_1 S k_1^2 \omega I_m \{ \chi_p(k_r, \omega) \} \quad (7)$$

式中 k_1 是一阶电磁谐波的相互作用阻抗, S 是相互作用截面, $\chi_p(k_r, \omega)$ 是电子束等离子体的极化率,它可以表示为^[2]:

$$\begin{aligned} \chi_p(k_r, \omega) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{e^2}{k_r^2} \\ &\times \int d^3k \frac{f_0(\mathbf{k} + \mathbf{k}_r) - f_0(\mathbf{k})}{\hbar\omega - (\varepsilon_{\mathbf{k} + \mathbf{k}_r} - \varepsilon_{\mathbf{k}}) + i\eta} d^3k \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ 是电子能量, $f_0(\mathbf{k})$ 是电子态 \mathbf{k} 的占有数, η 是为计算方便而引进的无穷小参量。由上式求得:

$$\begin{aligned} I_m \{ \chi_p(k_r, \omega) \} &= -\frac{\pi}{(2\pi)^3} \frac{e^3}{k_r^2} \\ &\times \int d^3k [f_0(\mathbf{k} + \mathbf{k}_r) - f_0(\mathbf{k})] \\ &\times \delta[\hbar\omega - (\varepsilon_{\mathbf{k} + \mathbf{k}_r} - \varepsilon_{\mathbf{k}})] \end{aligned} \quad (9)$$

式中出现的 δ 函数正好反映了能量和动量的守恒条件。上式还表明,只有当高能态电子

占有数 $f_0(\mathbf{k}_b = \mathbf{k}_a + \mathbf{k}_r)$ 大于低能态电子占有数 $f_0(\mathbf{k}_a)$ 时,才能获得正的增益,这一点完全等价于传统激光器的集居数反转条件。

以下,我们将通过求解电子 Bloch 方程来确定电子态 \mathbf{k} 的占有数 $f_0(\mathbf{k})$, 从而导出指数增益 α 的具体表示式。

三、电子 Bloch 方程

我们假设在任一时刻单电子的态函数 $|\psi(t)\rangle$ 为:

$$|\psi(t)\rangle = a(t) |\mathbf{k}_a\rangle + b(t) |\mathbf{k}_b\rangle \quad (10)$$

$$|\mathbf{k}\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (11)$$

式中 V 是空间体积。

当场与电子间的相互作用作为微扰处理时,单电子哈密顿算符 \mathcal{H} 可以表示为:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^0 + \mathcal{H}' \quad (12)$$

$$[\mathcal{H}^0 |\mathbf{k}\rangle = \varepsilon_{\mathbf{k}} |\mathbf{k}\rangle \quad (13)$$

$$\mathcal{H}' = -\frac{e}{2m} (\mathbf{P} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{P}) \quad (14)$$

式中:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}(k_r) \exp(ik_r z - i\omega t) + \text{c.c.} \quad (15)$$

由动量守恒条件,求得微扰矩阵元为:

$$\langle \mathbf{k}_a | \mathcal{H}' | \mathbf{k}_a \rangle = \langle \mathbf{k}_b | \mathcal{H}' | \mathbf{k}_b \rangle = 0 \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{k}_a | \mathcal{H}' | \mathbf{k}_b \rangle &= -\frac{e\hbar}{2m} (2\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{A}(k_r, \omega) \\ &= -\frac{e\hbar}{2m} (\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b) \cdot \mathbf{A}(k_r, \omega) \end{aligned} \quad (17)$$

以及

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{k}_b | \mathcal{H}' | \mathbf{k}_a \rangle &= -\frac{e\hbar}{2m} (2\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_r) \cdot \mathbf{A}^*(k_r, \omega) \\ &= -\frac{e\hbar}{2m} (\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b) \cdot \mathbf{A}^*(k_r, \omega) \end{aligned} \quad (18)$$

式中:

$$\mathbf{A}(k_r, \omega) = \mathbf{A}(k_r) \exp(i\omega t) \quad (19)$$

电子的密度算符 ρ 定义为:

$$\rho = |\psi(t)\rangle \langle \psi(t)| \quad (20)$$

根据 Liouville 方程:

求得 ρ 的运动方程的矩阵形式:

$$\begin{aligned} \hbar i \frac{\partial}{\partial t} \rho &= [\mathcal{H}, \rho] \\ \hbar i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{21}^* \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix} &= \hbar \omega_0 \begin{pmatrix} 0 & -\rho_{21}^* \\ \rho_{21} & 0 \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} \mu(\rho_{21} - \mu^* \rho_{21}^*) & \mu(\rho_{22} - \rho_{11}) \\ -\mu^*(\rho_{22} - \rho_{11}) & -(\mu \rho_{21} - \mu^* \rho_{21}^*) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (21)$$

式中

$$\hbar \omega_0 = \langle k_b | \mathcal{H}^0 | k_b \rangle - \langle k_a | \mathcal{H}^0 | k_a \rangle.$$

定义: $r_1 = 2\text{Re}\{\rho_{21}\} = \rho_{21} + \rho_{21}^*$;

$$r_2 = -2\text{Im}\{\rho_{21}\} = i(\rho_{21} - \rho_{21}^*);$$

$$r_3 = \rho_{22} - \rho_{11};$$

$$\omega_1 = \frac{1}{\hbar}(\mu^* + \mu);$$

$$\omega_2 = \frac{i}{\hbar}(\mu^* - \mu)$$

$$\omega_3 = \omega_0;$$

$$\mu \equiv -\frac{e\hbar}{2m}(\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b) \cdot \mathbf{A}(k_r, \omega);$$

则有:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{r} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \quad (22)$$

式中:

$$\boldsymbol{\omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$$

$$\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3) \quad (23)$$

式(22)即为电子的 Bloch 方程。

当电磁场的本征模为 TM 波, 其电矢量沿 z 方向偏振时, 则由 $\boldsymbol{\omega}$ 的定义 ω_1 和 ω_2 可分别表示为:

$$\omega_1 = -\frac{e}{m}(k_{za} + k_{zb})A(k_r)\cos\omega t$$

$$\omega_2 = -\frac{e}{m}(k_{za} + k_{zb})A(k_r)\sin\omega t \quad (24)$$

即 ω_1 和 ω_2 分别正比于电磁场矢势 \mathbf{A} 的含时复振幅 $\mathbf{A}(k_r, \omega)$ 的实部和虚部。

如果我们设微扰哈密顿矩阵的非对角元 μ 为 $\mu = \mu' + i\mu''$ 以及 $\mu^* = \mu' - i\mu''$, 则微扰能量的平均值为:

$$\langle \mathcal{H}' \rangle = \text{Tr}(\rho \mathcal{H}') = \mu' r_1 + \mu'' r_2 \quad (25)$$

这就是 r_1 和 r_2 所含的物理意义, 而 $r_3 = \rho_{22}$

$-\rho_{11}$ 则代表处于高能态 $|k_b\rangle$ 和处于低能态 $|k_a\rangle$ 的电子数之差。这样, 矢量 \mathbf{r} 就和电子体系唯一地联系起来。当求得电子 Bloch 方程的解时, 也就明确电子在与电磁场相互作用下的状态及其变化过程。

在旋转坐标系 $\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \omega)$ 中, 电子 Bloch 方程具有如下的形式:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{r}_R = \boldsymbol{\omega}_{\text{eff}} \times \mathbf{r}_R \quad (26)$$

式中:

$$\boldsymbol{\omega}_{\text{eff}} = (\omega_I, 0, \Delta\omega) \quad (27)$$

$$\omega_I = -\frac{e}{m}(k_{za} + k_{zb})A(k_r) \quad (28)$$

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega \quad (29)$$

初始时刻 ($t=0$), 电子均处于态 $|\psi(t)\rangle = |k_b\rangle$, 此即对应于无微扰时电子的分布函数 $\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_b)$ 。另一方面, 由于电子的受激辐射跃迁必须满足能量守恒关系, 所以, 下面我们只考虑共振条件下, 即 $\Delta\omega=0$ 的 Bloch 方程的解。根据这些条件求得 ρ_{11} 、 ρ_{22} 以及 $\rho_{21} - \rho_{11}$ 分别为:

$$\rho_{11} = \sin^2 \frac{\omega_I t}{2}$$

$$\rho_{22} = \cos^2 \frac{\omega_I t}{2}$$

$$\rho_{22} - \rho_{11} = \cos \omega_I t \quad (30)$$

根据 Bloch 方程的解以及守恒关系式, 可以求得电子的平均速度 u 为:

$$u - v_p = \frac{\hbar k_r}{2m} \cos \omega_I t \quad (31)$$

式(31)表明量 $\cos \omega_I t$ 具有十分明确的物理意义: 它反映了电子束群速度与电磁波相速度之间随时间变化的关系。

四、分布函数 $f_0(\mathbf{k})$

相空间电子态 $|\mathbf{k}\rangle$ 的分布函数 $f_0(\mathbf{k})$ 与密度算符 ρ 之间的关系为^[3]:

$$N\rho^0|\mathbf{k}\rangle = f_0(\mathbf{k})|\mathbf{k}\rangle \quad (32)$$

式中 N 为电子数, ρ^0 是 ρ 的无微扰量, 而

$$\rho = \rho_0 + \rho'$$

由一阶近似下的 Liouville 方程, 并考虑到初始时刻 $\rho' = 0$, 即可求得:

$$\langle \mathbf{k}_a | \rho' | \mathbf{k}_a \rangle = \langle \mathbf{k}_b | \rho' | \mathbf{k}_b \rangle = 0 \quad (33)$$

于是:

$$\begin{aligned} \rho_{22} &= \langle \mathbf{k}_b | \rho | \mathbf{k}_b \rangle = \langle \mathbf{k}_b | \rho^0 | \mathbf{k}_b \rangle \\ &= \frac{1}{N} f_0(\mathbf{k}_b); \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \langle \mathbf{k}_a | \rho | \mathbf{k}_a \rangle = \langle \mathbf{k}_a | \rho^0 | \mathbf{k}_a \rangle \\ &= \frac{1}{N} f_0(\mathbf{k}_a); \end{aligned} \quad (35)$$

于是:

$$f_0(\mathbf{k}_b) - f_0(\mathbf{k}_a) = N(\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (36)$$

五、增益 α

根据文献[2], 电子束等离子体的极化率又可以表示为:

$$\chi_p(\mathbf{k}_r, \omega) = \frac{\varepsilon}{2} \frac{k_A^3}{k_r^3} [G(k_{zb}) - G(k_{za})] \quad (37)$$

式中: $k_A^3 = 2\omega_p^2 m^2 / \hbar^2 k_{th}$; $\omega_p^2 = N e^2 / \varepsilon m$; $k_{th}^2 / 2 = m k_B T / \hbar^2$ 。而 ε 为当电子束不存在时传播介质的介电常数, k_B 为 Boltzmann 常数, T 为电子的绝对温度。 $G(\zeta)$ 为色散函数, 其定义为:

$$G(\zeta) = \int \frac{g(k_z)}{k_z - \zeta} dk_z \quad (38)$$

$$g(k_z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{k_{th}}{N} \int f_0(\mathbf{k}) dk_x dk_y \quad (39)$$

而 $g(k_z)$ 即为纵向归一化分布函数。根据这一定义, 作变量代换, 令 $\mathbf{k}' \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{k}_r$, $\mathbf{k}'' \rightarrow \mathbf{k}$, 则有:

$$\begin{aligned} g(k'_z) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{k_{th}}{N} \int f_0(\mathbf{k}') dk'_x dk'_y \\ &= \frac{k_{th}}{(2\pi)^3} \int \rho_{22} dk'_x dk'_y \\ &= \frac{k_{th}}{(2\pi)^3} \cos^2 \frac{\omega_l t}{2} \int dk'_x \int dk'_y \end{aligned} \quad (40)$$

在整个作用过程中, 我们假设电子沿 z 方向

运动。但考虑到电子束截面是有限的, 那么, 根据测不准原理, 令 $\Delta x = l_x$, $\Delta y = l_y$ 分别代表电子束的横向线度, 则式(40)中的积分为:

$$\begin{aligned} \int dk'_x \int dk'_y &= \int_{-\Delta k_x/2}^{\Delta k_x/2} dk'_x \int_{-\Delta k_y/2}^{\Delta k_y/2} dk'_y \\ &= \Delta k_x \Delta k_y = 1/4\sigma \end{aligned} \quad (41)$$

而 $\sigma = l_x l_y$ 是电子束的横截面积。于是:

$$g(k_{zb}) = \frac{k_{th}}{(2\pi)^3} \frac{1}{4\sigma} \cos^2 \frac{\omega_l t}{2} \quad (42)$$

同理有:

$$g(k_{za}) = \frac{k_{th}}{(2\pi)^3} \frac{1}{4\sigma} \sin^2 \frac{\omega_l t}{2} \quad (43)$$

这样, 根据(37)、(42)、(43)式, 求得:

$$\text{Im}\{\chi_p(k_r, \omega)\} = -\frac{\varepsilon k_p^2 m k_B T}{32\pi^2 \hbar^3 \sigma k_r^3} \cos \omega_l t \quad (44)$$

式中:

$$k_D^2 = k_A^3 / k_{th} \quad (45)$$

式(37)也可以直接由 Boltzmann 方程导出, 当采用相对论 Boltzmann 方程时, 对上述结果的相对论修正为^[3]:

$$\begin{aligned} \text{Im}\{\chi_p(k_r, \omega)\} &= -\frac{\pi \varepsilon}{2r_0^3} \frac{k_A^3}{k_r^3} [g(k_{zb}) - g(k_{za})] \\ r_0 &= [1 - (u/c)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (46)$$

$$r_0 = [1 - (u/c)^2]^{1/2} \quad (47)$$

同时, 根据(31)式, 在任一瞬时的增益系数 α 为:

$$\alpha = \frac{k_A \varepsilon k_p^2 k_{th}^2 \omega m}{8\pi^2 \hbar^3 r_0^3 k_r^3 \sigma} (u - v_p) \quad (48)$$

当 $u > v_p$ 时, $\alpha > 0$, 此时电磁波被放大; 而当 $u < v_p$ 时, $\alpha < 0$, 增益为负, 亦即能量将从电磁场向电子束转移, 这同 Cerenkov 条件正好相符。

根据增益系数 α 的定义式:

$$\alpha = (1/I) (d/dz) I,$$

单程增益为:

$$\alpha(l) = \int_0^l \alpha dz,$$

其中 l 为相互作用距离。为了便于计算, 我们现在只考虑 $\omega_l t \rightarrow 0$ 的情况, 此时

$$u = v_p + \frac{\hbar k_r}{2m} \cos \omega_l t \approx \text{常数}.$$

$$\alpha(l) = \alpha_0 \int_0^l \cos \frac{\omega_1 z}{u} dz = \alpha_0 l \frac{\sin \eta}{\eta} \quad (49)$$

式中:

$$\eta = |\omega_1 l / u| \quad (49a)$$

$$\alpha_0 = \frac{k_{\perp} s \varepsilon k_{\eta}^2 k_{\parallel}^2 \omega}{16 \pi^2 \sigma \hbar^2 r_0^3 k_r} \quad (49b)$$

既然增益系数 α 的值随电子束群速度与电磁波相速度之间的相对关系而变化, 而电磁波的相速度 ω/k_r 又受到光栅空间频率的调制, 那么, 就有可能通过采用可变间距光栅来使得电磁波的相速度沿传播方向逐步减缓, 从而有效地提高增益。按照文献[4]所示的方法, 光栅的空间频率 ν 是传播距离 z 的线性函数, 即 $\nu = \nu_0 + \Delta\nu$, 而 $\Delta\nu = Kz$, K 是一比例常数。于是一阶电磁谐波的波数 k_r 可以表示为:

$$\begin{aligned} k_r &= k_{r0} + 2\pi\nu = k_{r0} + 2\pi\nu_0 + 2\pi Kz \\ &= k_r^0 + 2\pi Kz \end{aligned} \quad (50)$$

而参量 $\omega_1 = -\frac{eA(k_r)}{m}(2k_{zb} - k_r)$

也就成为 z 的函数。在这种情况下, Bloch 方程的解为:

$$\begin{aligned} \rho_{22} &= \cos^2 \left\{ \frac{1}{2} \int_0^t \omega_1 dt' \right\} \\ \rho_{11} &= \sin^2 \left\{ \frac{1}{2} \int_0^t \omega_1 dt' \right\} \\ \rho_{22} - \rho_{11} &= \cos \left\{ \int_0^t \omega_1 dt' \right\} \end{aligned} \quad (51)$$

按照与前述完全相同的方法, 我们可求得单程增益 $\alpha(l)$ 为:

$$\begin{aligned} \alpha(l) &= \alpha_0 \int_0^l (\cos az + bz^2 \sin az) dz \\ &= \alpha_0 l \left\{ \frac{\sin \eta}{\eta} + bl^2 \left[\frac{2 \sin \eta}{\eta^2} - \frac{\cos \eta}{\eta} - \frac{2(1 - \cos \eta)}{\eta^3} \right] \right\} \end{aligned} \quad (52)$$

式中

$$a \equiv \frac{e}{um} A(k_r)(2k_{zb} - k_r^0) \quad (52a)$$

$$b \equiv \frac{e}{um} \pi K A(k_r) \quad (52b)$$

η 与式 (49a) 所定义的 η 相同。图 1 给出

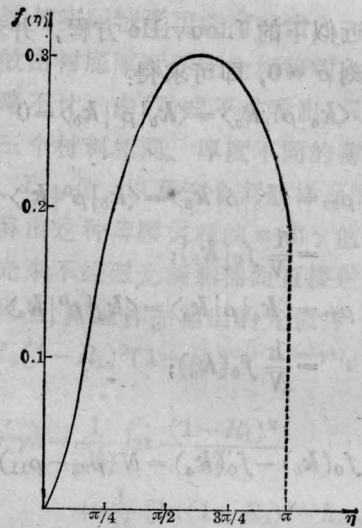


图 1 $f(\eta)$ 随 η 的变化

$$\left\{ \frac{2 \sin \eta}{\eta^2} - \frac{\cos \eta}{\eta} - \frac{2(1 - \cos \eta)}{\eta^3} \right\} \text{ 随 } \eta \text{ 的变}$$

化。可以看出此时增益将有所增加。

六、结 论

1. 在本文中, 我们采用了电磁场-电子束等离子体耦合模与电子 Bloch 方程相结合的方法, 计算了受激 Smith-Purcell 型自由电子激光器的单程增益, 并探讨了用改变光栅空间频率的方法以提高增益的可能性, 这种分析计算的优点在于:

① 考虑到了电子态的分布函数在电磁场作用下随时间的变化, 使得物理模型更加符合实际情况。

② 电子群速度 u 与电磁波相速度 $v_p = \omega/k_r$ 的相对比值可以表示为周期性慢波结构参数的函数, 并自然地体现在增益 α 的表达式中, 这样, 就为考虑变参量的问题提供了较为可靠的依据。

③ 考虑到韧致辐射与 Smith-Purcell 效应的力学过程完全一致, 亦即二者都是通过调制波矢的大小以期满足动量守恒条件。实际上, 当采用周期性静磁场(或静电场)对电子束进行调制时, 电子的波函数将同样具

有 Floquet-Bloch 形式。因此,本方法也就可以用于对韧致辐射类型的自由电子的受激辐射过程进行研究。

2. 由单程增益的表达式(49)可知, $\alpha(l)$ 不仅正比于相互作用阻抗 k_1 和相互作用截面 s , 而且其大小还受到因子 $\sin \eta / \eta$ 的调制。 $\sin \eta / \eta$ 越小, 则增益也越大。计算表明, η 近似地等于单个电子对场所做的功与单个辐射光子能量之比, 即:

$$\eta \approx \left| \frac{eE(k_r)l}{\hbar\omega} \right| \quad (53)$$

其中 $E(k_r) \equiv \omega A(k_r)$ 是辐射场的电矢量振幅, 因此:

① 当辐射波长给定之后, 单纯地依靠增加相互作用距离并不能提高单程增益, 相反, 如果作用距离过长, 将会由于电子的群速度低于电磁波的相速度而出现能量逆转现象。可行的办法似乎还是通过改变周期性慢波结构参数来调节电磁波的相速度, 从而在有限的时间范围内, 更有效地实现场和电子之间

的能量交换。

② 由于 $\text{Re}\{k'_r\} = \text{Re}\{k_r\} + \text{Re}\{\delta k_r\}$, 其中 k'_r 和 k_r 分别是辐射场和泵浦场的谐波波数, 正比于 $\text{Re}\{\chi_p\}$, 而由色散函数的定义式(38)可知:

$$\text{Re}\{G\} = -\pi \text{Im}\{g\} \quad (54)$$

由于计算表明 $g(k_z)$ 恒为一实数, 故 $\text{Re}\{G\} = 0$, 也就是说, 在受激 Smitn-Purcell 效应中, 辐射波长并不发生变化。有鉴于此, 只要提供短波长的泵浦波, 就有可能实现短波激光辐射。

参 考 文 献

- [1] A. Gover *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1975, **46**, No. 9, 3946.
- [2] A. Yariv *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**, No. 11, 4847.
- [3] P. A. Lindsay; "Introduction to quantum electrons", 1975, p. 72.
- [4] M. V. R. K. Murphy *et al.*; *Optical Engineering*, 1979, **18**, No. 5, 526.

全国光电子技术交流会及展览会在武汉举行

为促进光电子技术的发展, 使这一新兴产业更好地为我国的现代化建设服务, 同时为纪念激光器诞生二十五周年, 中国电子学会量子电子学学会和中国光学学会激光专业委员会、红外光电器件专业委员会于 1985 年 10 月 15 日至 19 日在武汉市联合召开了全国光电子技术交流会, 参加交流会的有来自全国各地的 200 多名代表。

国务院副总理、国务院振兴电子领导小组组长李鹏同志为这次会议作了“发展光电技术大有可为”的题词, 中国光学学会理事长王大珩、中国电子学会

理事长孙俊人同志也分别为会议题词。

会议期间, 分三个会场对激光器及其在加工、测距、检测、医学上的应用以及光纤、光盘等技术作了交流, 在会议上报告的还有红外器件、光电器件及其应用方面的论文。

与技术交流会进行的同时, 在武汉市展览馆还举办了全国光电子技术展览会, 展出了激光元、器件、激光加工、医疗设备以及红外与光电器件等产品。

(吉 禾)