

无引导磁场 Raman 自由电子激光 实验的理论分析*

王平山 胡克松 黄孙仁
陈裕涛 傅淑珍 胡建平

应用电子学研究所, 成都 610003

1990 年 6 月 22 日收到

本文分析 Raman 自由电子激光中常用的双绕螺旋线摇摆器的自聚焦过程和自聚焦能力, 得出束流稳定传输的条件, 并与无引导磁场 Raman 自由电子激光实验中测得的传输束流进行分析比较. 文中还对在电子脉冲线加速器 EPA-74 上完成的无引导磁场自由电子激光实验的辐射输出进行分析. 理论分析与实验结果相符合.

PACC: 4255T; 4060; 7845

一、引 言

在自由电子激光器 (FEL) 中, 稳定传输的电子束受摇摆场作用产生横向振荡, 辐射场和摇摆场耦合而形成的有质动力位捕获电子, 使电子束产生群聚. 群聚的电子束损失的动能转换成辐射电磁波, 使辐射场得到相干放大, 从而产生高功率、高效率的相干辐射输出.

FEL 大致可分为 Raman 型与 Compton 型两类. 无论是哪种型式的 FEL, 为了深入研究其中的物理过程, 都需要详细分析电子的运动状态及束流的传输过程. Freund^[1], Fajans^[2] 等人发展了 Friedland^[3] 的工作, 在不考虑空间电荷场的条件下, 得到了电子在双绕螺旋线摇摆器磁场和引导场中的运动状态的半经验结果. 这些结果对于理解 FEL 中的物理现象起着重要的作用. 进而, 理论和实验研究均发现外加引导磁场的存在可以在一定条件下提高 FEL 的功率和效率, 但由此会带来辐射机理难识别等问题^[4]. 为克服这些困难, 我们进行了无引导磁场 Raman FEL 的理论和实验研究. 实验中用能量为 560keV, 流强为 280A 的电子束得到频率为 35—38 GHz, 峰值功率大于 7.6MW 的辐射输出.

二、电子运动状态分析

假定电子束经摇摆器磁场绝热输入口后进入其均匀区, 电子感受到的场为

* 国家 863 高技术项目资助的课题.

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mathbf{B}_{ex} + \mathbf{B}_{se}, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_{ex} + \mathbf{E}_{se}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中脚标 ex, se 分别表示外加场和自身场。在分析电子的稳态运动时, 忽略幅值较小的辐射场, 并略去摇摆场中的高次谐波分量, 这样, 外加磁场可以写成^[5]

$$\mathbf{B}_{ex} = 2B_0[I_1(\lambda_0) \cos X_0 \mathbf{e}_{r_0} - \lambda_0^{-1} I_1(\lambda_0) \sin X_0 \mathbf{e}_{\theta_0} + I_1(\lambda_0) \sin X_0 \mathbf{e}_z] \quad (2)$$

式中 $X_0 = \theta_0 - k_\omega z$, $\lambda_0 = k_\omega r_0$ 。束流静态自身场为

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{se} &\approx -(1/2)\mu_0 n_0 e v_z r_0 \mathbf{e}_{\theta_0}, \\ \mathbf{E}_{se} &\approx -(1/2\varepsilon_0) n_0 e r_0 \mathbf{e}_{r_0}. \end{aligned} \quad (3)$$

这里假定束流是轴对称均匀分布, 密度为 n_0 。

考虑电子的稳态运动, 并假定束在传输过程中动能不变, 则电子的运动方程为

$$d\mathbf{v}_0/dt = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B})/\gamma m_0. \quad (4)$$

靠近轴线的电子 ($\lambda_0 \ll 1$, 即 $r_g \approx 0$) 在(2),(3)式所给场的作用下, 其稳态运动是以摇摆场周期为周期的螺旋运动^[5], 束流的聚焦约束力来源于摇摆场轴向分量梯度的存在。这可以从(4)式的 \mathbf{e}_z 分量中看出

$$d^2 r_0/dt^2 = -e B_0(\lambda_0 v_{\theta_0} \sin X_0 + v_z \sin X_0)/\gamma m_0 + \omega_p^2 \cdot r_0/(2\gamma r_g^2), \quad (5)$$

式中 $\omega_p^2 = n_0 e^2/(m_0 \varepsilon_0)$ 为非相对论等离子体频率。从(5)式还可以看出, 要使束流稳定传输, 必须满足 $\langle \sin X_0 \rangle > 0$, 这里 $\langle \rangle$ 表示在一个摇摆场周期内平均。因而只有 X_0 等于常数, 即电子的螺旋运动应当与摇摆场同步。为简明起见, 在(5)式中代入不考虑空间电荷效应时的运动速度 V_{θ_0} ^[5], 于是可得束流稳定传输应满足的条件为

$$\Omega_\omega/(\beta k_\omega c) \leq 0.369, \quad (6)$$

$$\Omega_\omega^2 \geq \omega_p^2/(4\gamma r_g^2), \quad (7)$$

式中 $\Omega_\omega = e B_0/(\gamma m_0)$, $\beta = c(1 - \gamma^{-2})^{1/2}$ 。

然而, 离轴较远的电子 (不满足 $\lambda_0 \ll 1$), 例如文献[6]和我们实验中束边缘上的电子, 其运动是不能用上述状态来近似的。这时可采用引导中心近似的方法^[1,2]进行分析。

如图 1 所示, 把电子的运动分解成两部分: 引导中心较缓慢的运动和绕引导中心的快速运动。即: $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v} + \mathbf{v}_g$, $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_g + \mathbf{r}$, 且满足 $|\mathbf{v}_g| \ll |\mathbf{v}|$, $|\mathbf{r}_g| \gg |\mathbf{r}|$, 这里脚标 g 表示与引导中心相关的量。该物理图象与数值模拟结果^[2]基本符合。于是作用于电子的场可写成

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}_0) &= \mathbf{B}(\mathbf{r}_g) + (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g), \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}_0) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}_g) + (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{E}(\mathbf{r}_g), \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $\nabla_g = \partial/\partial \mathbf{r}_g$ 。把(8)式代入(4)式并在一个摇摆场周期内平均之后得到

$$\begin{aligned} d\mathbf{V}_g/dt &\approx -\frac{e}{\gamma m_0} [\mathbf{E}(\mathbf{r}_g) + \langle \mathbf{V}_g \times (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g) \rangle \\ &\quad + \langle \mathbf{V} \times (\mathbf{B}(\mathbf{r}_g) + (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g)) \rangle] \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} d\mathbf{V}/dt &\approx -\frac{e}{\gamma m_0} [(\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{E}(\mathbf{r}_g) + \mathbf{V}_g \times (\mathbf{B}(\mathbf{r}_g) + (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g)) \\ &\quad - \langle (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g) \rangle + \mathbf{V} \times (\mathbf{B}(\mathbf{r}_g) + (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g)) \\ &\quad - \langle \mathbf{V} \times (\mathbf{B}(\mathbf{r}_g) + (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g)) \rangle], \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示在一个摇摆场周期内取平均. 利用(9),(10)两式便可以分析摇摆场的聚焦过程, 求解电子的运动状态. 首先分析求解电子的快速运动分量. (10)式很复杂, 难于精确求解, 精确到 $\lambda(=k\omega r)$ 的一阶, (10)式可写成

$$d\mathbf{v}/dt \approx \omega_p^2 r / (2\gamma r_z^2) \mathbf{e}_r - e\mathbf{V} \times (\mathbf{B}(\mathbf{r}_g) + (\mathbf{r} \cdot \nabla_g) \mathbf{B}(\mathbf{r}_g)) / (\gamma m_0). \quad (11)$$

为了分析束的稳态运动过程和聚焦过程, 需要分析(11)式的 \mathbf{e}_r 分量

$$\begin{aligned} \ddot{r} - (V_\theta)^2/r &= \omega_p^2 r / (2\gamma r_z^2) \mathbf{e}_r - (2B_\omega e / \gamma m_0) \cdot [V_\theta I_1(\lambda_g) \sin X_g \\ &+ V_z I_1(\lambda_g) \sin X / \lambda_g + V_z I_2(\lambda_g) \cos X_g \sin(\theta - \theta_g) \\ &+ (V_\theta I_1(\lambda_g) r / r_g) \sin X + I_2(\lambda_g) k_\omega V_\theta \cos(\theta - \theta_g) \sin X_g \\ &+ (V_z I_2(\lambda_g) / r_g) \sin(X + \theta - \theta_g)]. \end{aligned} \quad (12)$$

根据假定, 电子在运动过程中有 $\langle \sin X_g \rangle \approx 0$, $\langle \sin(\theta - \theta_g) \rangle \approx 0$, $\langle \cos(\theta - \theta_g) \rangle \approx 0$, $\langle \sin(X + \theta - \theta_g) \rangle \approx 0$, 因而相应的项也没有聚焦作用. 只有当 $\langle \sin X \rangle > 0$ 时, 摇摆场轴向分量的梯度对电子的快速运动有约束作用, 这时可认为 X 为常数. 为了具体求解出电子的快速运动分量, 作为近似(也为了简便)不考虑束流的空间电荷效应和场的梯度分量, 这样有

$$d\mathbf{V}/dt \approx -e(\mathbf{V} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_g)) / \gamma m_0. \quad (13)$$

选取螺旋坐标系: $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_r \cos X - \mathbf{e}_\theta \sin X$, $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_r \sin X + \mathbf{e}_\theta \cos X$, $\mathbf{e}_3 = \mathbf{e}_z$. 则可得到电子以 $k_\omega z$ 为周期的稳态运动解为

$$\mathbf{V} = V_z \mathbf{e}_z + V_\omega \mathbf{e}_1, \quad (14)$$

式中 $V_\omega = \Omega_\omega I_0(\lambda_g) / k_\omega$, $\Omega_\omega = eB_\omega / \gamma m_0$, $X = \pi/2$. 可见电子的主要快速运动分量是绕引导中心的螺旋运动.

然而(14)式未计入电子的有限螺旋半径对其运动的影响. 当摇摆场较强时, 该影响不可忽略, 这时在分析中采用计入有限螺旋半径的半经验表达式

$$V_\omega = 2\Omega_\omega V_z I_0(\lambda_g) I_1(\lambda) / (\lambda(k_\omega V_z - 2\Omega_\omega I_0(\lambda_g) I_1(\lambda))), \quad (15)$$

将所得 V_θ 代入(12)式可得电子快速运动稳定的条件为

$$(\Omega_\omega I_0(\lambda_g))^2 \geq \omega_p^2 / (4\gamma r_z^2), \quad (16)$$

$$\Omega_\omega I_0(\lambda_g) / \beta k_\omega c \leq 0.369. \quad (17)$$

将(15)式代入(9)式, 可得引导中心的运动方程为

$$d\mathbf{V}_g/dt \approx \omega_g \mathbf{e}_z \times \mathbf{V}_g + \Delta\omega / 2 \mathbf{r}_g - V_{r_g} \omega_p^2 \beta_z r_g / \gamma c \mathbf{e}_z, \quad (18)$$

式中 $\omega_g = -\Omega_\omega V_\omega / V_z$, $\Delta\omega = -\Omega_\omega k_\omega V_\omega + \omega_p^2 / 2\gamma r_z^2$. 横向分量可以写成

$$(d^2/dt^2 + \Omega_1^2)(d^2/dt^2 + \Omega_2^2) \begin{pmatrix} X_g \\ Y_g \end{pmatrix} = 0, \quad (19)$$

式中 $\Omega_{1,2}^2 = (\omega_g^2 - \Delta\omega) / 2 \pm \omega_g (\omega_g^2 - 2\Delta\omega)^{1/2} / 2$. 当摇摆场幅度较小时, 可得

$$\Omega_{1,2}^2 = (\Omega_\omega^2 - \omega_p^2 / \gamma r_z^2) / 2. \quad (20)$$

则(19)式化成

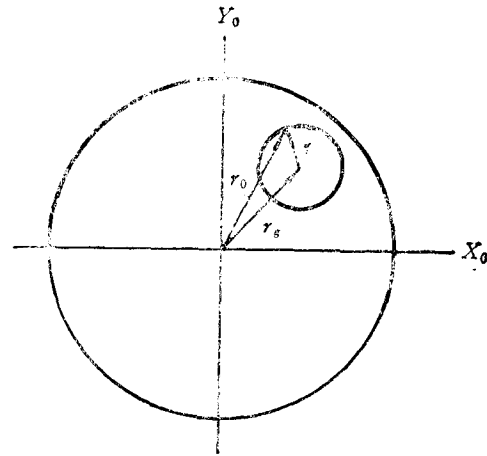


图1 束流横截面及坐标系的选择

$$(d^2/dt^2 + \Omega^2) \begin{pmatrix} X_g \\ Y_g \end{pmatrix} = 0. \quad (21)$$

(21)式的解便是电子引导中心的横向运动,即电子的 Betatron 运动。要使电子运动稳定,除其快速螺旋运动稳定之外,其 Betatron 运动也应稳定。即满足

$$\Omega_\omega^2 \geq \omega_p^2 / \gamma \gamma_z^2. \quad (22)$$

克服空间电荷力的扩束作用是由于摇摆场轴向分量的存在(当 $\lambda_g \lesssim 1$ 时,该分量正比于 r_g)而得到的。

综合本节分析可以看到,双绕螺旋线摇摆器的横向不均匀性对电子束有约束能力,其约束束流的过程远不象文献[7]给出的那样简单。要使束流稳定传输,有关参量应满足(17)和(22)式。

此外,文献[2]得出在不考虑空间电荷效应时,若轴向引导磁场较小或为零时,由于电子 Betatron 运动的加快,引导中心近似与数值模拟结果有较大的差别。而从上述分析可见:空间电荷效应能减缓电子的 Betatron 运动,从而使引导中心近似在无引导磁场时仍能较好地用于 Raman FEL 的理论分析计算。

三、无引导场 Raman FEL 的理论考虑

Raman FEL 中的基本物理过程可以看成在外加摇摆场作用下,波导电磁波与负能空间电荷波相互耦合换能,使电磁波得到放大^[8]。二者的色散关系分别为

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_c^2, \quad (23)$$

$$\omega = (k + k_\omega) \beta_x c + p_1 \omega_p / \gamma_x \gamma^{1/2}, \quad (24)$$

式中 $\omega_c^2 = \omega_{c0}^2 + p_2 \omega_p^2 / \gamma$ 为波导有效截止频率, ω_{c0} 为真空状态下波导的截止频率, p_2 可近似地认为是电磁波能量填充因数(filling factor)。换能相互作用主要集中在与慢空间电荷波同步的电磁波频率上,即

$$\omega = \beta_x c k_{\omega_c} \gamma_x^2 \{1 \pm \beta_x [1 - (\omega_c / (k_{\omega_c} \gamma_x \beta_x c))^2]^{1/2}\}, \quad (25)$$

式中 $k_{\omega_c} = k_\omega - p_1 \omega_p / (\gamma_x \gamma^{1/2} \beta_x c)$ 为等效摇摆场波数。理论分析^[9]与实验结果表明^[10](25)式中低频辐射的增益较低,且不是我们主要关心的对象,本文暂不考虑。

Raman FEL 的增益取为:位置 z 处的辐射功率与位置 $l (< z)$ (对放大器 $l = 0$) 处的辐射场功率之比^[11]

$$G = p(z)/p(l) = |a(z)/a(l)|^2, \quad (26)$$

式中 $|a(z)/a(l)|$ 为电场幅值之比,可写成

$$a(z)/a(l) = \sum_i A_i \exp(ik_i(z-l)), \quad (27)$$

\sum_i 表示对所有参与相互作用的辐射场求和, A_i 为某辐射场的归一化幅度, k_i 为其复数传播常数。它们都可以从色散关系^[12]的极点和留数求得

$$A(\delta k) = D/F, \quad (28)$$

式中 $D = (\delta k - \theta + \theta_p + i\theta_i)(\delta k - \theta - \theta_p + i\theta_i)$, $F = \delta k(\delta k - \theta + \theta_p + i\theta_i)$ 。

• $(\delta k - \theta - \theta_p + i\theta_i) + Q$, $\theta = (\omega/\beta_z c) - k - k_\omega$ 为决定于自由电子激光工作点的“失谐因数”, $Q = p_2 \beta_z^2 k_\omega^2 \gamma_z^2 \theta_p^2 (1 + \beta_z)^2 / (4k p_1^2)$ 为表征两波换能强弱的量, $\theta_p = p_1 \omega_p / (\gamma_z \gamma^{1/2} \beta_z c)$ 为归一化等离子体频率, $\theta_i = \sqrt{8\pi} \omega \Delta \gamma_z \exp(-2Q^2/\Delta) (Q/\Delta)^4 / (\gamma_z^3 \beta_z^3 c)$ 为归一化朗道阻尼速率, 这里 $Q = p_1 \omega_p \gamma_z / (\omega \gamma^{1/2})$, $\Delta = \Delta \gamma_z / (\gamma_z^3 \beta_z^2)$. 可见对“冷”电子束 $\Delta \gamma_z / \gamma_z \rightarrow 0$, $\theta_i \rightarrow 0$ 或者 $\Delta \gamma_z / \gamma_z$ 一定, 束流增大到一定程度时, $\theta_i \rightarrow 0$ 即朗道阻尼很小, 可略去. 对我们的实验系统 $\Delta \gamma_z / \gamma_z \sim 3\%$, 只要 $I_T \geq 40A$ 就可忽略朗道阻尼的影响, 而把束视为冷束. 这样(28)式可写成

$$A(\delta k) = (\delta k - \theta + \theta_p)(\delta k - \theta - \theta_p) / (\delta k(\delta k - \theta + \theta_p)(\delta k - \theta - \theta_p) + Q). \quad (29)$$

当 $\theta = -\theta_p$ 时(这对应于(25)式的情况), 得到 Raman FEL 的最大增长率为 ($\tau = 1/mk$)

$$|\tau| = \beta_z k_\omega (1 + \beta_z) \gamma_z^2 (p_2 \omega_p)^{1/2} / (2 \sqrt{2} (p_1 \gamma_z \gamma^{1/2} \beta_z c)^{1/2}). \quad (30)$$

这就是线性增益区的空间增长率. 当大部分电子被有质动力位捕获, 且将部分能量转给辐射场之后, 辐射输出便达到饱和状态, 这对应于我们实验中相互作用区长度约为 1 m 时的情况. 最大的辐射输出效率决定于该状态, 因而原则上讲, 理论分析 FEL 效率不能应用线性理论, 而应用描述饱和状态的非线性理论. 然而理论分析表明可以用线性理论估计 FEL 的效率^[11], 且对于用磁摇摆器的自由电子激光, 线性理论估计值与自洽的非线性理论所得结果很好地符合^[13]. 自由电子激光的饱和效率为^[11]

$$\eta = (\beta_z / \beta)^{1/2} \gamma_z (1 + \gamma) \lambda p_1 \omega_p / (c \pi \gamma^{3/2}). \quad (31)$$

四、实验结果与理论分析的比较

无引导场 Raman FEL 实验系统如图 2 所示. 利用该系统, 成功地进行了 Raman FEL 自发辐射放大器的实验.

能量为 560keV, 强度为 100—300A, 能散度为 3%, 发射度为 $0.06 \text{ cm} \cdot \text{rad}(\epsilon_N)$, 束斑直径约为 1 cm 的电子束进入 1.7m 长的抽真空漂移管, 管径为 1.6cm. 管外的同心尼龙支架上 1.5m 长的双绕螺旋线产生周期为 3.45cm 的圆极化摇摆场. 7 个周期的绝热输入段保证电子束绝热过渡到摇摆场均匀区, 具有第二部分所描述的螺旋运动轨道. 用 8 mm 色散线测量系统^[14]及微波量热计测得摇摆器场强为 1.25kGs 时, 辐射频率为 35—38GHz, 能量为 41—48mJ, 峰值功率为 7.6MW. 下面用本文第二、三部分的结果对实验进行分析.

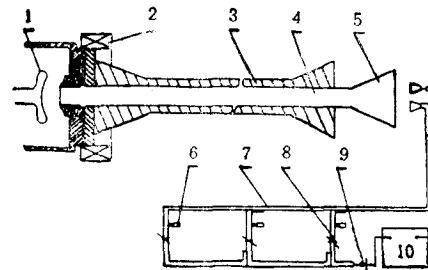
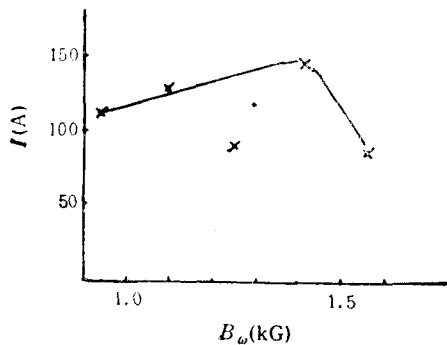


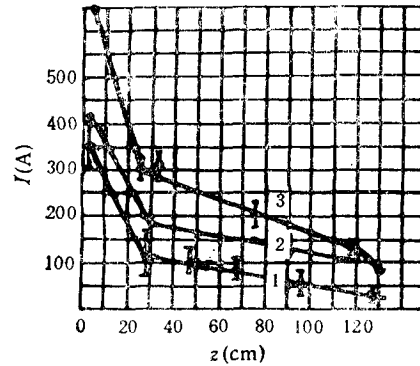
图2 EPA-74 无引导场 Raman FEL 实验系统
1 为阴极; 2 为透镜; 3 为摇摆器; 4 为漂移管; 5 为输出喇叭; 6 为衰减器; 7 为色散线; 8 为带通滤波器; 9 为晶体检波器; 10 为示波器

1. 束流传输

无外加引导磁场时束流传输的实验结果如图 3 所示。它表明：在一定磁场范围内，传输束流随摇摆场的加强而增大，但摇摆场幅度太大，传输束流会减小，美国海军实验室也得到过类似的结果^[5]。利用(17)和(22)式可以分析这一结果。从(17)式可看出，要使电子保持所期望的稳定螺旋运动，摇摆场不能太高。对我们的实验系统应当有： $B_{\omega} < 1700\text{Gs}$ 。因而，随摇摆场加强到一定值（或者由于发射度或空间电荷效应的影响使束径增大时，束边缘上的磁场值），不满足(17)式而使电子束损失掉。所以图 3(a)中摇摆场强到一定程度时，传输束流反而要随磁场的加强而减小。随着传输距离的增加，传输束流也



(a) 传输束流与摇摆器场强幅值的关系 ($z = 70\text{cm}$ 处)



(b) 传输束流随传输距离的变化

图 3

会因不断损失而减小，如图 3(b)所示。图 3(b)中，曲线 3 为仔细调整系统同轴性后得到的，因而引出束流及传输束流都较曲线 1, 2 大。

束流要稳定传输，其电子的 Betatron 运动也必须是稳定的。利用(17)，(22)式可以得到束运动是稳定时的传输束流阈值曲线，如图 4。可以看到：摇摆场越强，保持束稳定运动所允许的电流越大，这与实验测得的变化规律是一致的。二者数值上的差别是由于：1) 摇摆场绝热过渡段损失掉大部分电子（通过绝热过渡段的电子，当没有另外的场时也应有所图 4 的规律），使得进入摇摆场均匀区起始点的束流较小；2) 注入束流不是理想平行束，这会引起束流的发散，造成损失；3) (22)式是在一些理想条件下得到的，这与实际情况有一定差别，特别是当摇摆场幅值太强时。不过，由上述分析可以看到：只要能将小于阈值电流的高质量电子束送入摇摆场均匀区，摇摆场便能约束住

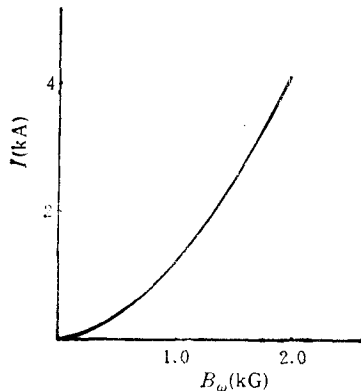


图 4 摇摆场约束束流的阈值 $\gamma = 2.067$;
 $\lambda_{\omega} = 3.45\text{cm}$

曲线 1, 2, 3 分别对应于第 1, 2, 3 轮实验；距离 * 从摇摆器入口算起；对曲线 1, 3 相应的 $B_{\omega} = 1.25\text{kG}$ ；曲线 2, $B_{\omega} = 1.44\text{kG}$

该束流，且该约束能力很强。Kirkpatrick^[6]等人用周期为 3.14cm 的双绕螺旋摇摆场，在场强为 1.3—1.5kGs 时，将 2.2MeV, 930A 的电子束约束并传输通过摇摆场。

2. 辐射输出的分析

实验中, 由于束斑半径较大, 所以理论分析时采用第二、三部分中的三维理论. 利用 (15), (25) 式可以分析确定 Raman FEL 的辐射频率及模式与各参数的关系, 如图 5 所示. 在 $\lambda_w = 3.45\text{cm}$, 束能为 560keV 的条件下, 对我们的实验系统, 其辐射场只可能存在 $\text{TE}_{11}, \text{TM}_{01}$ 模. 有两个原因使 TM_{01} 模式难于工作: 1) 实验中, 为保证束流较好地传输, 从而能有效地进行 Raman FEL 的实验研究, 摇摆场 B_w 选择在 $1\text{--}1.5\text{kGs}$ 之间, 这样的磁场工作点基本上落于 TM_{01} 模之外; 2) 与漂移管同心注入, 且束流相对集中于轴线附近的电子束难以激励起横向电场分量在轴线上为零的 TM_{01} 模. 因而系统的辐射场只能工作在 TE_{11} 模上. 这与利用栅格滤波器所得的测量结果相符合. 实验测得的辐射输出频率也示于图 5 中, 可以看到其与理论分析相符合. 图 6 为典型的束流、束电压以及辐射输出波形. 辐射输出的脉冲宽度变窄可能由于束流和束能量的变窄或变化所致.

在摇摆场 B_w 为 1.25kGs , 束流为 280A , 束能量为 560keV , 束径约为 1cm 的条件下, 测得 FEL 的增益曲线, 如图 7 所示. 在上述实验条件下 $p_1 \approx 0.85$, $p_2 \approx 0.6$, 由此利用 (30) 式求得的辐射的空间增长率如图 7 (b) 所示, 它与实验测得的增长率相符合.

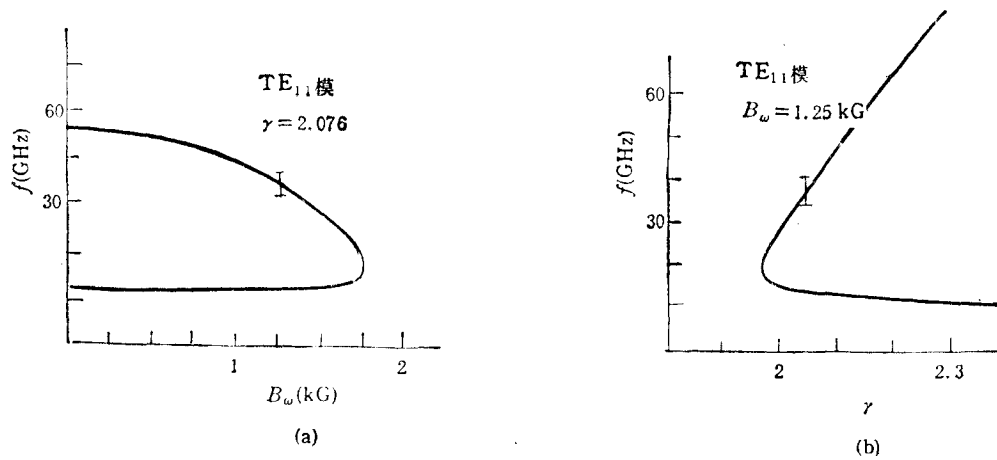


图 5 辐射输出频率与摇摆场场强的关系 (a) 和与电子束能量的关系 (b) I 为实验值

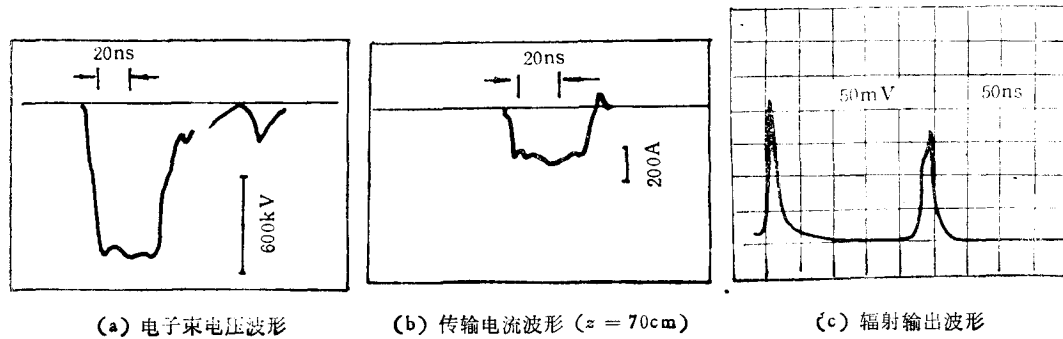
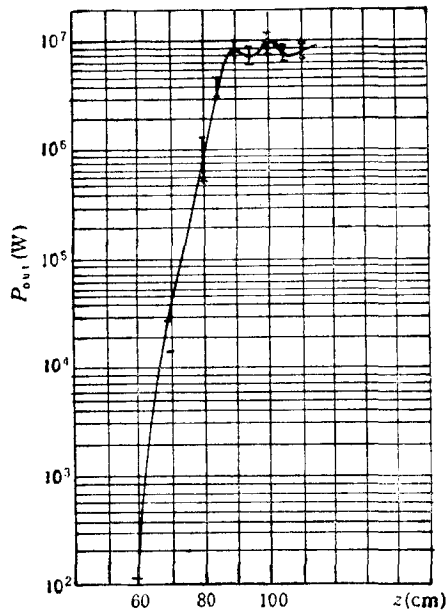


图 6 典型的信号波形图



(a) 辐射功率与摇摆场长度的关系

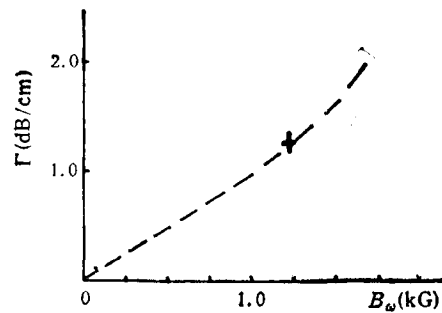
(b) 增长率 Γ 与 B_0 的关系 虚线为理论曲线; + 为实验值

图 7

辐射经过线性增益区之后, 约在互作用区长度为 1 m 处达到饱和。饱和功率为 7.6 MW, 相应的效率为 5%, 这与用(31)式所得的理论效率 10% 有较大的差别, 可能是由于束质量不太高以及摇摆场加工精度不够所致。

五、结 语

由上述分析, 可以得出:

(1) 由于空间场分布不均匀, 离轴较远的电子除了以 $k_{\omega}V_x$ 为周期的绕引导中心的快速螺旋运动外, 引导中心还有相对较慢的运动; 空间电荷效应使该运动减慢, 从而使得在一定范围内, 用引导中心近似仍然能较好地分析描述无引导场时的电子运动状态, 进而分析 Raman FEL 中的物理过程。

(2) EPA-74 Raman FEL 实验结果与理论分析相符合。

- [1] H. P. Freund, *et al.*, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-21** (1985), 1073.
- [2] J. Fajans *et al.*, *Phys. Rev.*, **A32**(1985), 3448.
- [3] L. Friedland, *Phys. Fluids*, **23**(1980), 2376.
- [4] G. Bekefi *et al.*, *Phys. Fluids*, **28**(1985), 3177.
- [5] P. Diament, *Phys. Rev.*, **A28**(1981), 1436.
- [6] D. A. Kirkpatrick *et al.*, PFC/JA-88-26.
- [7] Ping King Tien, *J. Appl. Phys.* **25**(10) (1954), 1282.
- [8] P. Sprangle *et al.*, in *Infrared and Millimeter Waves*, edited by K. J. Button, Academic, New York, (1978), Vol. 1, p. 279.
- [9] H. P. Freund *et al.*, *Phys. Rev.* **A28**(1983), 3438.

- [10] J. A. Pasour *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1728.
[11] A. Gover *et al.*, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-17**(1981), 1196; also E. Jerby *et al.*, *IEEE, J. Quantum Electronics*, **QE-21**(1985), 1041.
[12] J. Fajans *et al.*, *Phys. Fluids*, **29**(10) (1986), 3461.
[13] P. Sprangle *et al.*, *Phys. of Quantum Electronics*, **7**(1980), 207.
[14] 陈裕涛等, 强激光与粒子束, **1**(1)(1989), 40.
[15] J. A. Pasour *et al.*, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-21**(1985), 845.

THEORETICAL ANALYSIS OF AN RAMAN FREE ELECTRON LASER EXPERIMENT WITHOUT AXIAL MAGNETIC FIELD

Wang Ping-shan Hu Ke-song Huang Sun-ren
Chen Yu-tao Fu Shu-zhen Hu Jian-ping

Institute of Applied Electronics, Chengdu, 610003

(Received 22 June 1990)

ABSTRACT

In this paper, the self-focusing processes and ability of helical wiggler, which is often used in Raman Free Electron Laser experiment, are analyzed. And the conditions for steady beam transportation are given and compared with the Raman FEL experiment beam data. In addition, the theoretical analysis of EPA-74 FEL radiation is presented, which is in agreement with the experimental results.

PACC: 4255T; 4060; 7845