

光学速调管的研究*

王明常 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

V.L.哥莱内斯坦 B.赖伍施

(美国马里兰大学等离子体和聚变实验室)

提 要

用毫米波段的光学速调管结构改进自由电子激光器的增益和效率。编制计算机模拟的程序,用来设计光学速调管装置。对于采用小周期摆动磁场的特定情况,片状电子束电压300 keV,电流17 A,摆动磁场周期3.7 mm,工作频率300 GHz,光学速调管的增益和效率分别计算为27.9 dB和0.5%。若电子束电压为450 keV,电流为25 A,磁场周期为1 cm,工作频率为160 GHz,计算结果增益和效率分别为32 dB和2.7%。

关键词: 光学速调管;自由电子激光器。

一、引 言

近年来,自由电子激光领域中的光学速调管引起人们广泛的注意^[1~3]。用它可改进器件的增益和效率。具有不变摆动磁场的自由电子激光器,其增益和效率均受饱和的限制。小周期摆动磁场的建议^[4]给研制紧凑、实用的自由电子激光器装置带来希望。问题是如何设计这种装置,对于光学速调管还没有可用的解析表达式来计算增益和效率。

典型的光学速调管由三部分组成,如图1所示。1. 摆动磁场,低功率的入射电磁波对电子束产生能量调制;2. 色散部分,可将电子束的能量调制转换成密度调制;3. 另一摆动磁场,可将调制电子束的能量转化为电磁辐射。为了增加电子束的漂移距离而不改变漂移空间的长度,在漂移空间引入色散磁铁。

N. M. Kroll 描述过相空间中电子的演变^[5], C. C. Shih 分析过多元摆动磁场自由电

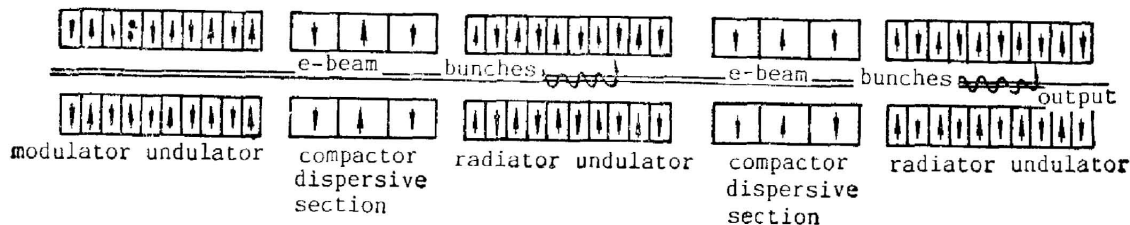


Fig. 1 Typical geometry of an OK with three cavities

收稿日期: 1987年11月9日; 收到修改稿日期: 1989年1月16日

* 王明常于1987年11月国际激光会议(中国、厦门)宣读;哥莱内斯坦教授于1988年1月在美国旧金山 Innovative Science and Technology Symposium 上宣读。

子激光器的理论^[6]。本文对工作频率为 300 GHz 的两腔和三腔结构的光学速调管进行计算机模拟。研究了通过三个谐振腔的电子在相空间的分布变化。由计算机模拟直接计算出电子和辐射在摆动磁场中相互作用的增益和效率。结果表明,光学速调管结构比单个摆动磁场的自由电子激光放大器具有更高的增益和效率。

本文研究,增益和效率与辐射的入射功率、漂移空间长度、电子束能量的失谐因子等参量关系。利用计算机模拟的结果设计光学速调管装置;对于自由电子激光放大器,通常要求具有较高的增益。对于周期为 3.7 mm 的小周期摆动磁铁的特定情况,片状电子束电压为 300 keV,电流 17 A,两腔结构获得 17.8 dB 的增益和 0.12% 的效率,三腔结构获得 27.9 dB 的增益和 0.5% 的效率。计算时需要仔细调节这些参量。与此相比,具有相同长度和相同辐射入射功率的单段摆动磁场的自由电子激光器,计算结果如图 2(a)所示,只有 4.4 dB 的增益和 0.05% 的效率。

为使结果最佳化,仔细调整电子束的入射能量稍稍超过共振能量。在我们的计算中,选择失谐因子 $\alpha=1.001\sim 1.005$ 。

对实验上采用的另一组参量:电子束电压 450 keV,电流 25 A,摆动磁场周期 1 cm,工作频率 160 GHz,进行计算,结果为增益 32 dB,效率 2.7%。

二、基本方程

电子束和辐射在摆动磁场中的相互作用可由一维运动方程描述^[5],为计算方便,进一步归一化得:

$$\frac{d\gamma}{dZ} = -\frac{e_s \cdot a_\omega}{\beta(\beta+1)\gamma} \sin \psi = -C_2 P_{es} \frac{\sin \psi}{\gamma}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{dZ} &= K_\omega - \frac{K_s}{\beta(\beta+1)\gamma^2} \left[1 + \frac{1}{2} a_\omega^2 - \frac{e_s a_\omega}{K_s} \cos \psi \right] + \frac{d\phi}{dZ} \\ &= 1 - \frac{1}{C_1 \gamma^2} [1 + C_4 - C_1 C_2 P_{es} \cos \psi] + \frac{d\phi}{dZ}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{de_s}{dZ} = \frac{e}{mc^2} \frac{Z_0 \cdot a_\omega \cdot J_e}{\beta(\beta+1)} \left\langle \frac{\sin \psi}{\gamma} \right\rangle = C_3 \cdot \left\langle \frac{\sin \psi}{\gamma} \right\rangle, \quad (3)$$

$$\frac{d\phi}{dZ} = \frac{e}{mc^2} \frac{Z_0 \cdot a_\omega}{\beta(\beta+1)} \frac{J_e}{e_s} \left\langle \frac{\cos \psi}{\gamma} \right\rangle = \frac{C_3}{P_{es}} \left\langle \frac{\cos \psi}{\gamma} \right\rangle, \quad (4)$$

其中

$$\psi = \int (K_\omega + K_s) dZ - \omega_s t + \phi$$

为电子在有质动力势阱中的相位位置。归一化中

$$dZ = K_\omega dZ'$$

为无量纲。而其他定义为

$$C_1 = \beta(\beta+1) K_\omega / K_s, \quad C_2 = \frac{e}{mc^2} \left(\frac{2Z_0}{A} \right)^{1/2} \frac{a_\omega}{\beta(\beta+1) K_\omega},$$

$$C_3 = \frac{C_2 I_e}{2(e/mc^2)}, \quad C_4 = a_\omega^2 / 2, \quad P_{es} = (P)^{1/2},$$

其中 P 为辐射功率。对于我们的特定情况 $\gamma \neq 1$, 已用 $\beta(\beta+1)\gamma$ 代换了方程组(1)~(4)中的 2γ 。

前两个方程描述粒子运动, 后两个方程为

$$P(\psi) = \left(\frac{e_s \cdot a_\omega}{2K_\omega} \right)^{1/2} (1 + \cos \psi)^{1/2}. \quad (5)$$

方程中的变量定义如下:

$$a_\omega = b_\omega / K_\omega = 93.3 B_\omega(T) \lambda_\omega(m)$$

为无量纲参量; $e_s = (e/mc^2) E_s$ 为归一化辐射场 (m^{-1}); $b_\omega = (e/mc) B_\omega$ 为归一化摆动磁场 (m^{-1}); B_ω, λ_ω 为摆动磁场强度和周期; E_s, λ_s 为辐射电场和波长; $Z_0 = 377$ 为自由空间阻抗 (Ω); $J_s = I_s/A$ 为电子束电流密度 (A/m^2); $I_s = E_s^2/(2Z_0)$ 为输入辐射强度 (W/m^2); ϕ 为电磁波相位。

自由漂移空间可以为表示 $a_\omega(Z) = K_\omega(Z) = 0$ 。由方程(2)可得

$$d\psi/dZ = -K_s/\beta(\beta+1)\gamma^2.$$

如果漂移距离为 L_D , 则色散部分电子的相位变化为

$$\Delta\psi = -K_s L_D / \beta(\beta+1)\gamma^2. \quad (6)$$

C. C. Shih^[6] 已经指出, 具有色散磁铁的光学速调管等效于具有如下有效漂移距离的二元自由电子激光器件

$$L_D = (L_{PD}^2/48) \cdot (eB_d/mc)^2, \quad (7)$$

其中, B_d 为色散部分的磁场, L_{PD} 为色散部分的真实距离。引进色散部分有两个目的: 将从第一个摆动磁场来的电子束由能量调制转换为空间调制, 并且使调制过的电子束在第二个摆动磁场中处于引出能量的最佳相位位置。

方程(1)和(2)可由哈密顿量

$$H(\gamma, \psi) = K_\omega \gamma + \frac{K_s}{\beta(\beta+1)\gamma} \left[1 + \frac{a_\omega^2}{2} - \frac{e_s a_\omega}{K_s} \cos \psi \right] + \gamma \frac{d\phi}{dZ} \quad (8)$$

的正则方程式推导出

$$\frac{d\gamma}{dZ} = -\frac{\partial H}{\partial \psi}, \quad \frac{d\psi}{dZ} = \frac{\partial H}{\partial \gamma}.$$

哈密顿量应当在计算机程序中处处保持不变, 能量守恒也应当在程序的每一步骤得到满足。这两点可用在计算机程序中检验步骤的正确性。由方程(1)和(3)可得

$$e_s^2(Z) - e_s^2(0) = \frac{2eJ_s Z_0}{mc^2} [\gamma(0) - \langle \gamma(Z) \rangle], \quad (9)$$

其中, $\langle \gamma(Z) \rangle$ 为距离 Z 处归一化能量的平均值。

相互作用的关键一步是电子束, 辐射场和摆动磁场的同步。也就是电子束的纵向速度要和辐射的电场保持同相位, 称为同步或共振。由方程(2), 如果 $d\psi/dZ = 0$, 则共振能量为

$$\gamma_r^2 \doteq K_s / \beta(\beta+1) K_\omega. \quad (10)$$

电子的共振速度为 $\beta_r = K_s / (K_s + K_\omega)$ 。为使增益和效率最佳化, 注入电子的速度 β_i 需要

高于共振值 $\beta_i = \alpha\beta_r$ 。其中, α 为失谐因子, 它可表示频率偏离量 $\Delta\omega$ 与共振频率 ω_s 的关系 $\alpha = \Delta\omega/\omega_s + 1$ 。对于放大器, 增益为

$$G = 10 \log(P_{\text{out}}/P_{\text{in}}), \text{ [dB]}. \quad (11)$$

而效率定义为

$$\eta = (P_{\text{out}} - P_{\text{in}})/P_b = (\gamma(0) - \langle\gamma(Z)\rangle)/(\gamma(0) - 1), \quad (12)$$

其中, P_{in} 和 P_{out} 分别为辐射的输入和输出功率(W), P_b 为电子束功率, $\gamma(0)$ 为电子束的初始能量, 以及 $\langle\gamma(Z)\rangle$ 为某一作用距离处的平均能量。

三、计算和结果

对于小周期摆动磁场的情况, 使用如下参量: 1. 电子束。能量: $\gamma = 1.62$ (315 keV),

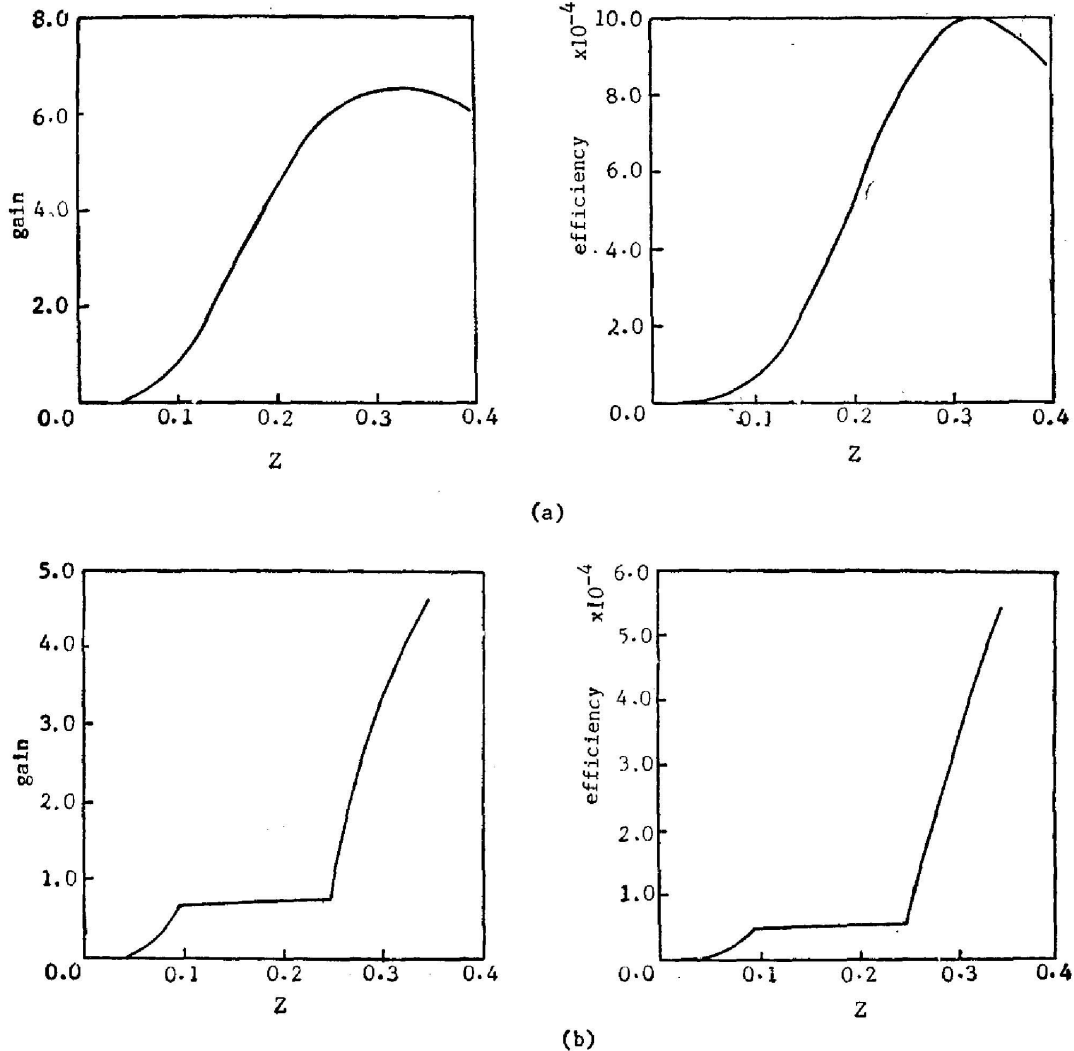


Fig. 2

- (a) The gain and efficiency saturation with the interaction length of FEL's for $L_d = 0.0$ m,
 (b) the gain and efficiency improvement with an OK for $L_d = 0.15$ m

1.87(405 keV); 电流: $I_e=17\text{ A}, 25\text{ A}$; 尺寸: $r_a=3.0\times 10^{-2}\text{ m}, 5.0\times 10^{-2}\text{ m}$; $r_b=0.5\times 10^{-3}\text{ m}, 0.5\times 10^{-3}\text{ m}$ 。2. 摆动磁场。场强: $B_w=0.2\text{ T}, 0.15\text{ T}$; 周期: $\lambda_w=3.7\times 10^{-3}\text{ m}, 1.0\times 10^{-2}\text{ m}$; 每段长度: $L_w=1.0\times 10^{-1}\text{ m}, 2.0\times 10^{-1}\text{ m}$ 。3. 色散磁铁。场强: $B_d=0.3\text{ T}, 0.3\text{ T}$; 长度: $L_d=1.0\times 10^{-1}\text{ m}, 1.0\times 10^{-1}\text{ m}$; 辐射波长: $\lambda_s=1.0\times 10^{-3}\text{ m}, 1.87\times 10^{-3}\text{ m}$; 辐射尺寸与1.电子束尺寸相同。

图2(a)表明,自由电子激光器的增益和效率在摆动磁场长度 $Z=0.3\text{ m}$ 处达到饱和。图2(b)表明,在使用相同参量: $\alpha=1.003$, $P_{in}=1.6\times 10^3\text{ W}$, 以及 $L_w=0.2\text{ m}$ (两腔总长)的情况下,光学速调管的增益和效率均得到改进,而且无饱和。

图3(a)~(d)表明电子在能量-相位空间的演变。图3(a)为电子在 $Z=0$ 处的初始分布。它们均匀地分布在相位为 $-\pi$ 到 π 之间,电子的注入能量略高于共振值,即高于有质动力势阱的中心。图3(b)表明电子通过第一腔后的聚束现象,第一腔起聚束器作用,引起电子的强速度调制。在两腔之间的漂移空间,速度调制引起电流调制。聚束电子以最佳相

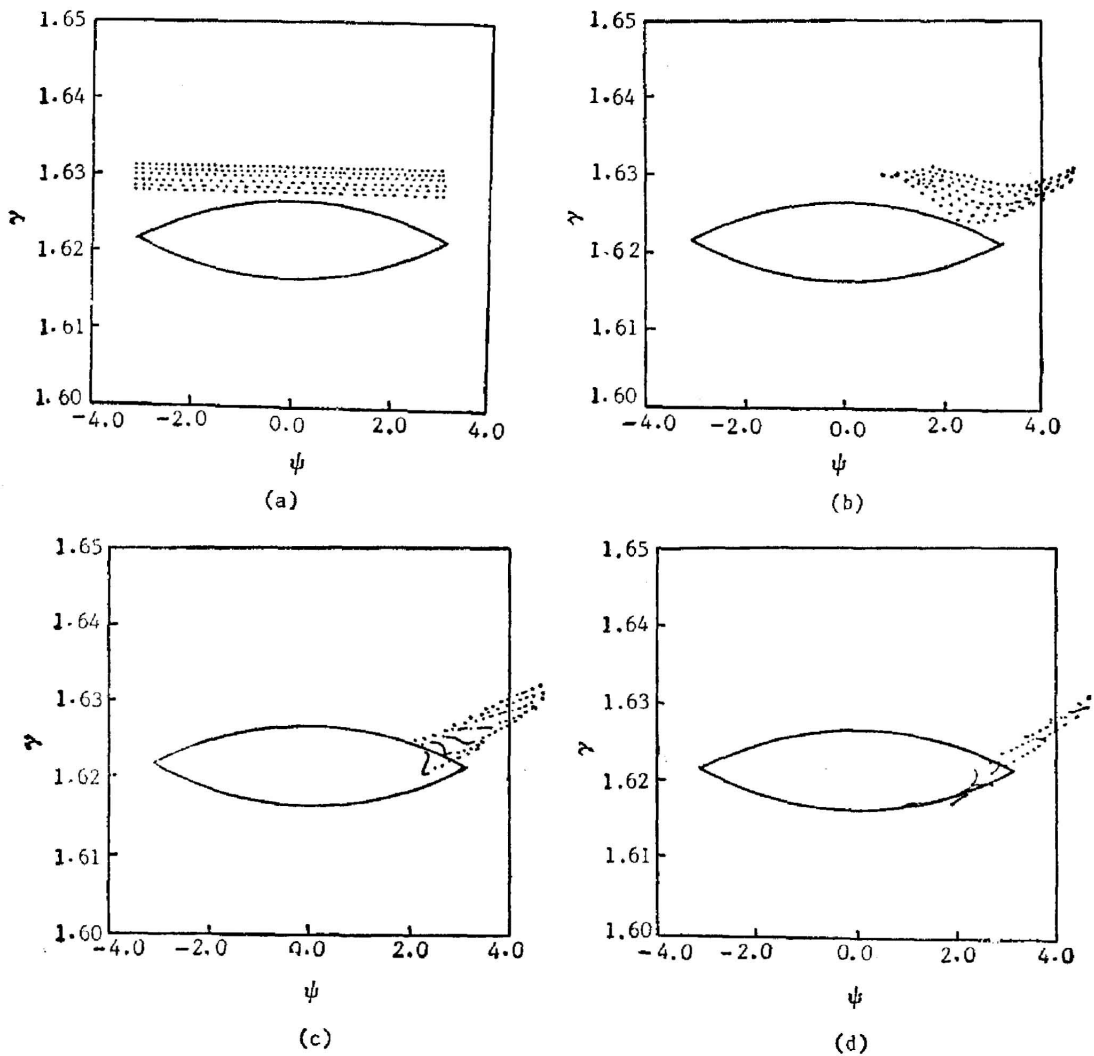


Fig. 3 The distribution of electrons of an OK in energy-phase space for different distances

值进入第二腔,更好地减速和引出能量。图 3(e)~(d)表明电子在漂移空间的聚束(距离不同)。

对于两个相同腔情况,增益和效率作为输入功率的函数示于图 4。输入功率从 1 W 到 10^4 W,相同的参量为: $\gamma=1.63$, $L_w=0.1$ m, 以及 $L_d=0.1$ m。在 $P_{in}=3 \times 10^3$ W, $\alpha=1.003$ 时,效率很低,最大值为 0.3%; $\alpha=1.005$ 时,更低,为 0.24%; 相应的增益值从 10.6 dB 变到 6 dB。

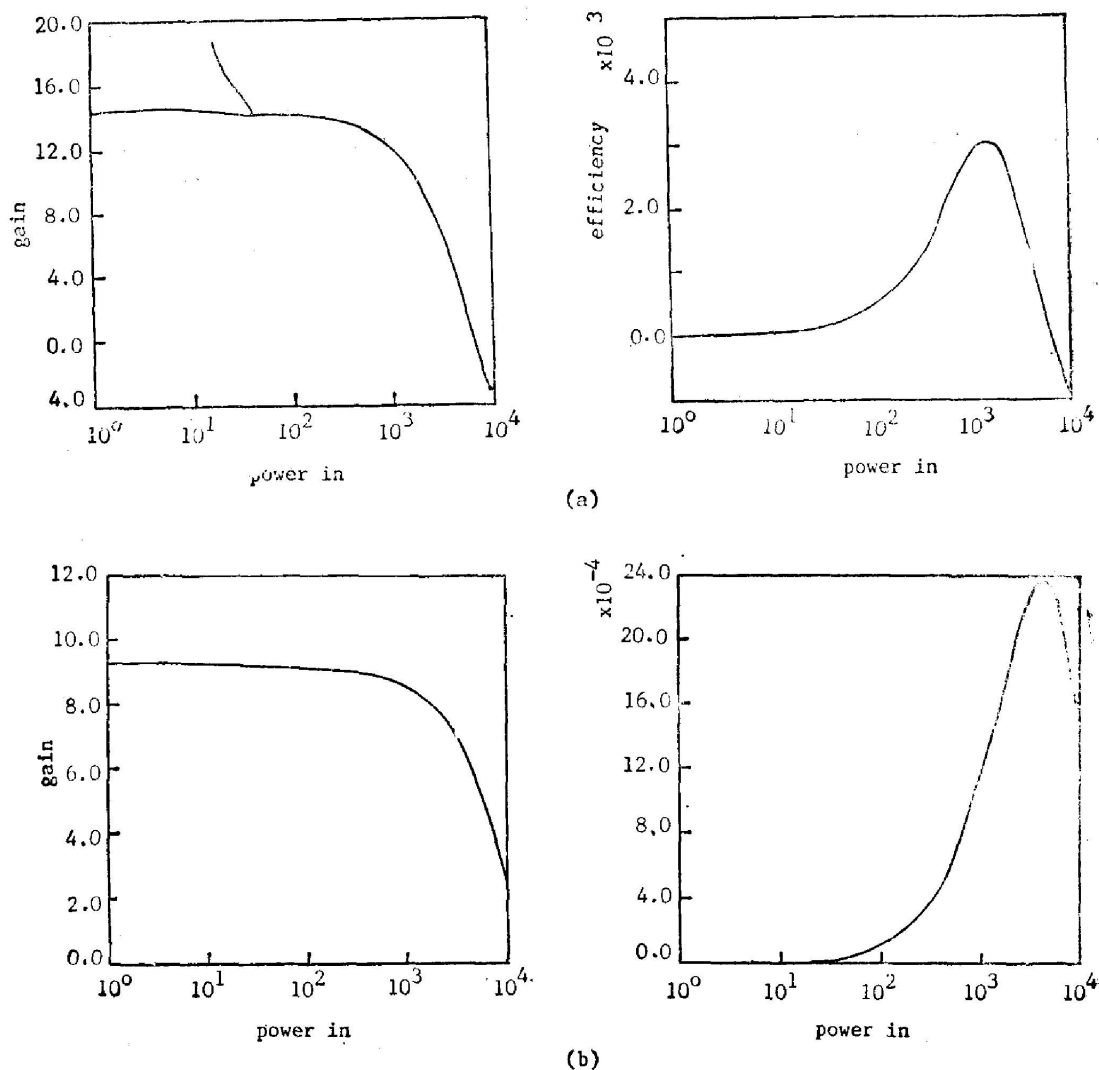


Fig. 4 The gain and efficiency of a two-cavity OK vs. input power from 1W to 10^4 W for different detuning factors.

(a) $\alpha=1.003$, (b) $\alpha=1.005$

如果漂移空间为零,结果和单个摆动磁场的自由电子激光器的相同。输入功率小于 10^4 W 时,增益和效率未饱和,如图 5(a)所示。当将漂移空间从 $L_d=0.10$ m 增加到 $L_d=0.15$ m 时,增益和效率的线性区从 10^3 W 变到 10 W。它们在饱和区是不稳定的,如图 5(b)所示。其余参量包括 $\gamma=1.63$, $\alpha=1.003$, $L_w=0.1$ m, 均和图 5(a)相同。对于三腔情况,

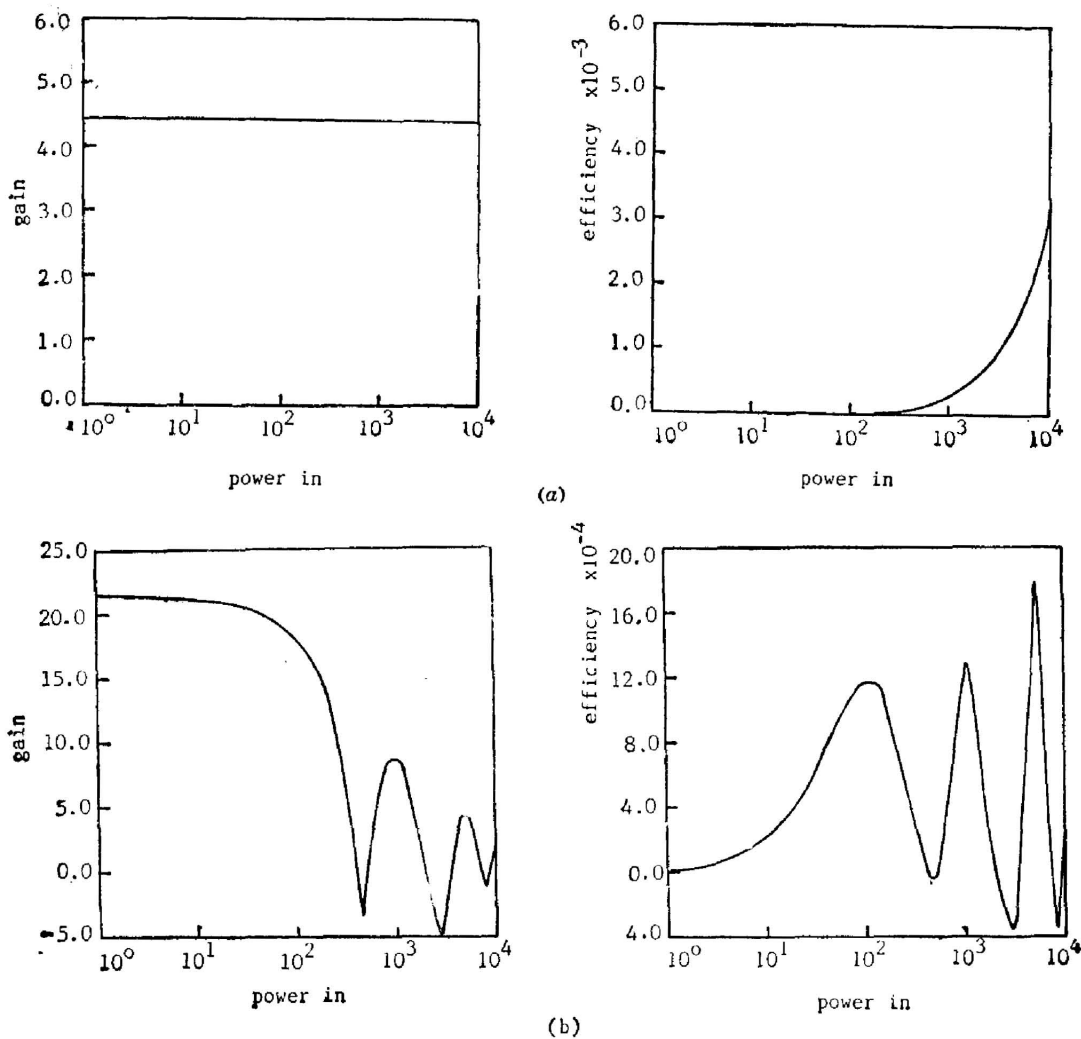


Fig. 5

(a) The independence of the gain and efficiency of a two-cavity OK on input power without drift space and (b) with drift space $L_d=0.15$ m

增益和效率在最佳参量处显著改善，示于图 6。除 L_d 以外的全部参量相同。在 $P_{in}=44$ W 处求得 27.8 dB 的增益和 0.5% 的效率。在图 6 所示的饱和区它们是不稳定的，输入功率为 10^3 W 到 10^4 W 时，增益和效率可能是负值。我们发现，对于光学速调管结构，增益和效率随输入功率变化灵敏，并且有很强的起伏。

图 7 表明增益和效率与电子通过距离 Z (m) 的关系。每一个腔和漂移空间都有相同的长度， $L_w=0.1$ m， $L_d=0.1$ m。光学速调管装置的优点之一在于，在电子通过色散部分后的第二腔或第三腔中，增益和效率增加显著。

对于另一组参数，三腔光学速调管求得 32 dB 的增益和 2.7% 的效率示于图 8。这可用于自由电子激光放大器的设计。最佳化后的参量为： $L_w=0.2$ m， $L_d=0.1$ m，以及 $\alpha=1.003$ 。由图 8 可见，光学速调管在非线性有一峰值效率，这是由于电子激光器和光学速调管之间存在的重大差别。

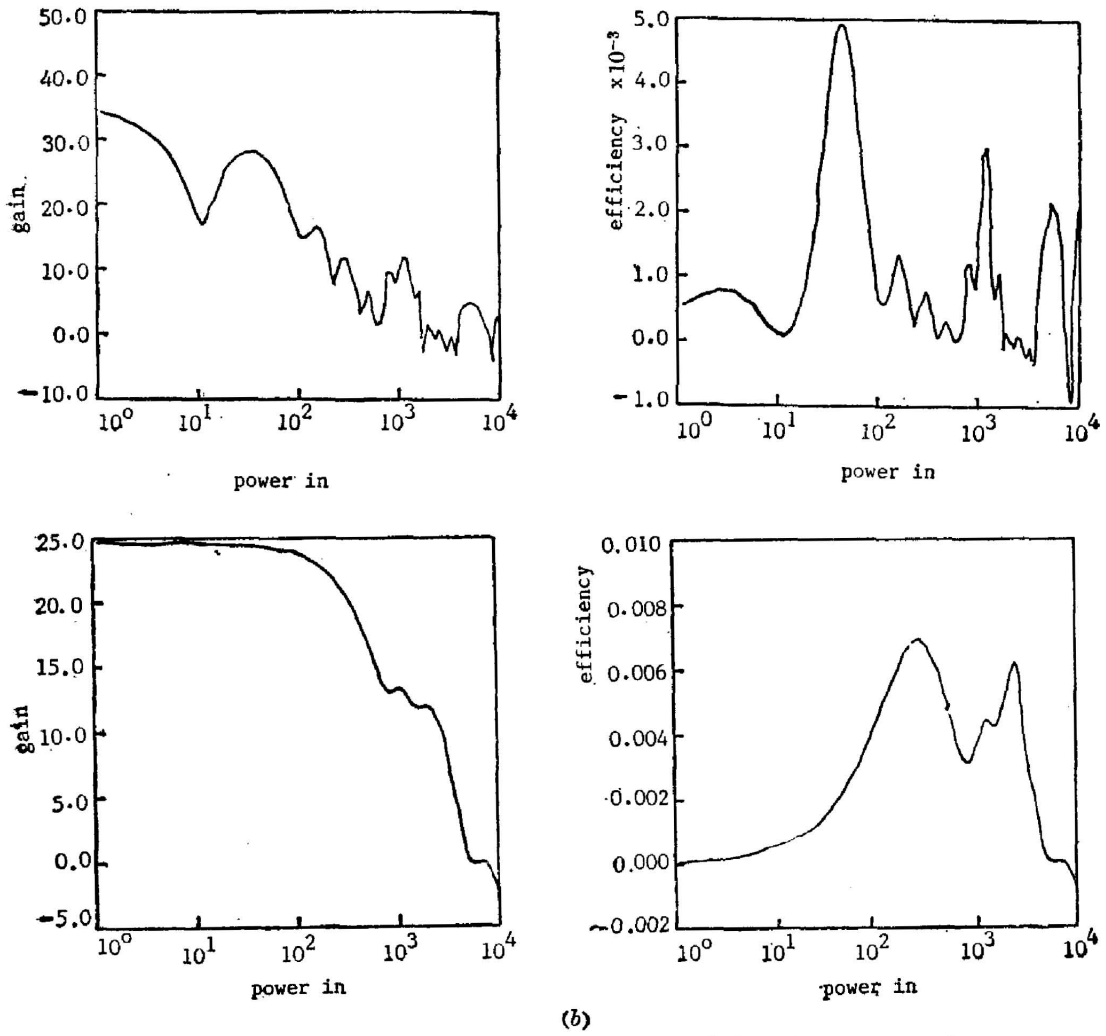


Fig. 6 The gain and efficiency of a three-cavity OK vs. input power from 1W to 10^4 W for different drift spaces.

(a) $L_d=0.15m$, (b) $L_d=0.1$

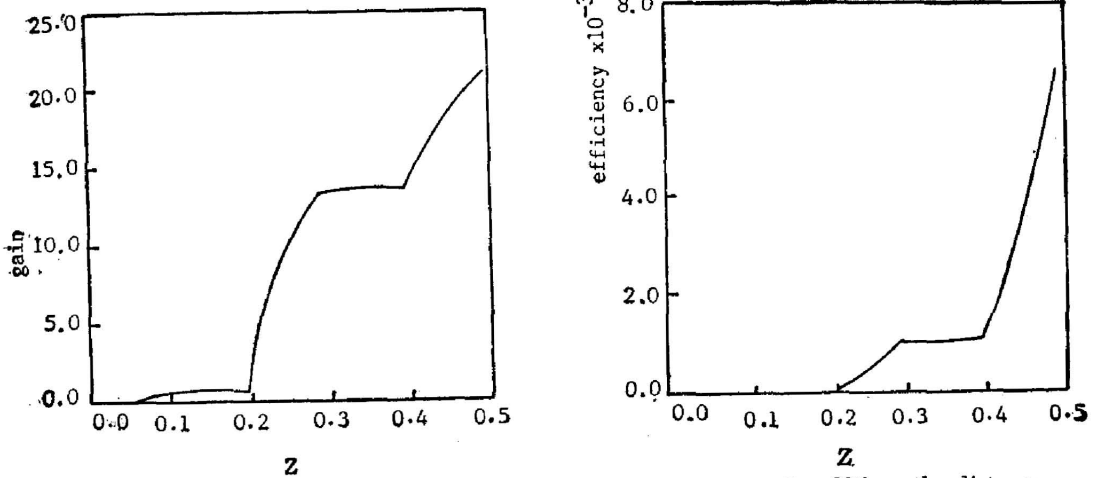


Fig. 7 The dependence of the gain and efficiency of a three-cavity OK on the distance at $P_{in}=2.7 \times 10^2$ W, $\alpha=1.003$, and $\gamma=1.63$

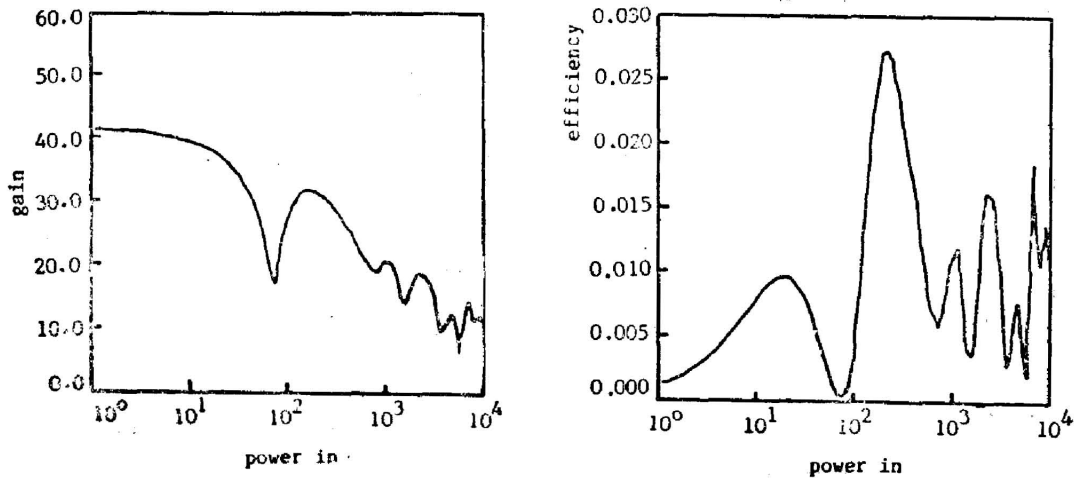


Fig. 8 The gain and efficiency of a three-cavity OK vs. input power for an electron beam with 450 keV and 25A operating at 160 GHz

参量的优化选取是很重要的。同样参量的模拟计算增益曾达到 22.5dB^[3]。

今后的工作将是根据已有的实验条件进行设计。研究自由电子激光器增益和效率改进的实用途径。

参 考 文 献

- [1] N. A. Vinokurov and A. N. Skrinsky; *Preprint INP77-59 and 77-67* (Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, 1977).
- [2] P. Elleaume; *J. Phys. (Paris)*, 1983, **C1-44**, No. 3 (Mar), 333~333.
- [3] S. Baccaro *et al.*; *Opt. Lett.*, 1982, **7**, No. 4 (Apr), 174~176.
- [4] V. L. Granatstein *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**, No. 6 (Sep), 643~645.
- [5] N. M. Kroll *et al.*; *Physics of Quantum Electronics*, edited by S. F. Jacobs *et al.*; (Addison-Wesley, Reading, MA, 1980), Vol. 7, pp. 89~145.
- [6] C. C. Shih and M. Z. Caponi; *Phys. Rev.*, 1982, **23A**, No. 1 (Jul), 438~450.
- [7] C. C. Shih and M. Z. Caponi; *IEEE J. Q. E.*, 1983, **QE-19**, No. 3 (Mar), 369~373.
- [8] M. C. Wang and V. L. Granatstein; *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1986, **31**, No. 9 (Oct), 1600.

Study on optical klystron*

WANG MINGCHANG AND WANG ZHIJIONG

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics Academia Sinica, P. R. C.*)

V. L. GRANATSTEIN AND B. LEVUSH

(*Laboratory for Plasma and Fusion Energy Studies University of Maryland, U. S. A.*)

(Received 9 November 1987; revised 16 January 1989)

Abstract

An optical klystron configuration at millimeter wavelengths has been investigated to improve gain and efficiency of the free electron laser. A computer simulation code has been developed, and it can be applied to design an optical klystron device. For a small period wiggler case with a sheet electron beam at 300 keV and $\lambda = 1$ mm and a wiggler period of 3.7 mm operating at 300 GHz, 27.9 dB gain and 0.5% efficiency have been calculated. With a beam at 450 keV and a wiggler period of 1 cm operating at 160 GHz, 32 dB gain and 2.7% efficiency have been calculated.

Key words: optical klystron; free electron laser.

* Dy. Wang Mingchang presented in 87' ICL, Xiamen, China. Prof. V. L. Granatstein presented in '88 Innovative Science and Technology Symposium, San Francisco, U. S. A.