

均匀磁场对自由电子激光器增益特性的影响及工作条件的研究

赵东焕 陈建文 雷仕湛

(中国科学院上海光机所)

提要: 分析了在空间周期磁场的摆动器上, 再迭加轴向均匀磁场后对自由电子激光器增益特性的影响, 并进行了数值计算。结果表明, 在周期长度和均匀磁场强度选择得当时, 可望增益获得数量级的提高。但条件选择不当, 迭加的均匀磁场反而降低增益。

本文给出了恰当工作条件及计算结果。

Effect of uniform magnetic field on the gain of free-electron laser and study of its operating condition

Zhao Donghuan, Chen Jianwen, Lei Shizhan

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

Abstract: Effects of a uniform magnetic field superposing a space-period magnetic field on the gain of the free-electron laser were analysed and calculations were carried out. It is shown that the gain is increased by orders of magnitude when a suitable period length and uniform magnetic field strength are chosen, whereas the gain will be reduced by superposing the uniform field when inappropriate conditions are chosen. The right operating conditions and calculation results are given.

一、引言

相对论电子束通过空间周期静磁场建立的自由电子激光器, 已经有不少作者发表了他们的研究成果^[1~3]; 相对论电子束通过均匀静磁场建立的自由电子激光器, 也有不少报道^[4~6]。在空间周期磁场摆动器上再迭加一个轴向均匀磁场, 提高了自由电子激光器

的增益和能量转换效率^[7]。Bernstein 利用连续方程和动量方程描述相对论电子的运动; 利用麦克斯韦方程描述辐射场, 论证了存在轴向均匀磁场时, 相对论电子沿着空间周期磁场运动的辐射放大性。本文是通过数值求解相对论电子在摆动器内的洛仑兹力运动方程, 分析了均匀磁场对自由电子激光器增益特性的影响, 以及其相应的工作条件。

收稿日期 1984年3月21日。

二、基本方程

假定均匀磁场强度为 B_{10} , 磁场方向沿 z 轴, 空间周期磁场的振幅为 B_{20} , 磁场方向沿 y 轴、沿 z 轴作周期变化, 周期长度为 λ_g (见图 1)。即所用的摆动器是由下面两种静磁场构成的:

$$\mathbf{B}_{1m} = B_{10}(0, 0, 1)z$$

$$\mathbf{B}_{2m} = B_{20}\left(0, \sin \frac{2\pi}{\lambda_g} z, 0\right)y$$

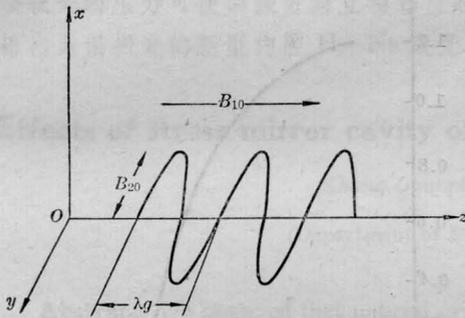


图 1

假定摆动器内的光辐射是圆偏振, 它的电场 \mathbf{E}_r 和磁场 \mathbf{B}_r 分别取下面的形式:

$$\mathbf{E}_r = E_0(\cos[k_r z + \varphi - \omega_r t], \\ -\sin[k_r z + \varphi - \omega_r t], 0),$$

$$\mathbf{B}_r = \frac{E_0}{c}(\sin[k_r z + \varphi - \omega_r t], \\ \cos[k_r z + \varphi - \omega_r t], 0)$$

式中 ω_r 是光辐射圆频率, $\omega_r = 2\pi\nu_r$; k_r 是波矢; E_0 是电场振幅; φ 是初相位常数。

设相对论电子的初始能量等于 $m_0 c^2 r_s$, 这里 m_0 是电子静质量, c 是光速, r_s 是相对论因子:

$$r_s = (1 - \beta_0^2)^{-\frac{1}{2}} = (1 - \beta_{10}^2 - \beta_{20}^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (1)$$

这里 $\beta = |\boldsymbol{\beta}| = |\mathbf{v}/c|$, \mathbf{v} 是相对论电子的运动速度, β_{10} 是相对论电子的横向运动初速度, β_{20} 是电子的纵向运动初速度。

相对论电子在磁场中运动的洛仑兹力方程是:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E} \\ = -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} [\beta_x E_0 \cos(k_r z + \varphi - \omega_r t) \\ - \beta_y E_0 \sin(k_r z + \varphi - \omega_r t)] \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} r\boldsymbol{\beta} = -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} [\mathbf{E}_r + c\boldsymbol{\beta} \times (\mathbf{B}_m + \mathbf{B}_r)] \quad (3)$$

式中 e 是电子的电荷。在笛卡儿坐标上, (3) 式的三个分量方程分别是:

$$\frac{d}{dt} r\beta_x = -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} \left\{ E_0 \cos(k_r z + \varphi - \omega_r t) \right. \\ \left. + c\beta_y B_{10} - c\beta_z \right. \\ \left. \times \left[B_{20} \sin \frac{2\pi}{\lambda_g} z \right. \right. \\ \left. \left. + E_0 \cos(k_r z + \varphi - \omega_r t) \right] \right\} \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} r\beta_y = -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} [c\beta_z E_0 \sin \\ \times (k_r z + \varphi - \omega_r t) \\ - E_0 \sin(k_r z + \varphi - \omega_r t) - C\beta_x B_{10}] \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} r\beta_z = -\frac{|e|\hbar}{m_0 c} \left[c\beta_x B_{20} \sin \frac{2\pi}{\lambda_g} z \right. \\ \left. + \beta_x E_0 \cos(k_r z + \varphi - \omega_r t) \right. \\ \left. - \beta_y E_0 \sin(k_r z + \varphi - \omega_r t) \right] \quad (6)$$

假定相对论电子束的密度为 ρ_e , 体积为 V 。那么在磁场中运动的相对论电子的能量变化数量为 $\langle \Delta r \rangle m_0 c^2 \rho_e V$, 这里的 $\langle \Delta r \rangle$ 表示相对论因子差值 $r - r_0$ 对初相位的平均值。光辐射的电磁能流密度是 $2E_0^2 V / 8\pi$ 。自由电子激光器的增益 $G(t)$ 为:

$$G(t) = -\langle \Delta r \rangle m_0 c^2 \rho_e V 4\pi / E_0^2 \quad (7)$$

三、结果与讨论

我们利用 TQ-16 电子计算机对方程 (2)、(4)、(5)、(6)、(7) 进行取值求解, 计算时选辐射频率 $\omega_r = 1.884 \times 10^{12}$ 赫, 电子束的相对论因子 $r = 47$, 电子束流密度为 10 mA/cm^2 。空间静周期磁场 B_{10} 取 0.24 kGs , 均匀磁场强度在 $0 \sim 2.4 \text{ kGs}$ 范围内变动, 空间

周期磁场长度在1~13.3cm范围内变动。图2给出自由电子激光器的增益 $G(t)$ 与均匀磁场强度 B_{10} 的关系。从图中给出的结果我们看到,在空间周期磁场的摆动器上迭加了均匀磁场后,对自由电子激光器的增益是产生影响的。在本文给定的工作条件下,均匀磁场强度与周期磁场强度的比值 $B_{10}/B_{20}=5$ 时,增益的增加数量最大,大约增加了10倍。再提高均匀磁场强度,增益出现下降现象的原因之一,可能是周期磁场的周期长度选择不得当的缘故。从图3给出的结果看出,均匀磁场强度 B_{10} 增大时,周期长度 λ_g 应该相应地取较小的值,才可以获得较高的增益。例如对于均匀磁场取0.48 kGs、0.8 kGs和1.2 kGs这三种情况,静周期磁场的周期长度 λ_g 在1~4cm的范围内取值,是可以获得比不加均匀磁场时更高的增益。但是,如果 λ_g 是在5.5~13.3cm内,则情况就恰好相反,所加的均匀磁场反而降低激光器的增益。

为了让选择工作条件更明确,我们把均匀磁场强度 B_{10} 与获得最高增益时周期磁场应取的周期长度 λ_g 之间关系画成图4。从图上可清楚地看到,均匀磁场强度增大, λ_g 需要相应地减少才有效。

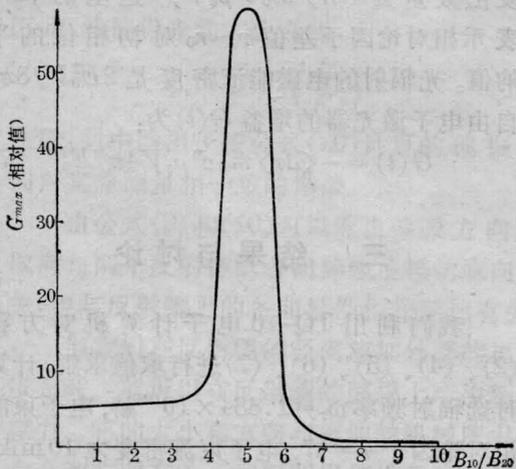


图2 $B_{20}=0.24$ kGs 时 G_{\max} 与 B_{10}/B_{20} 比值之间的关系

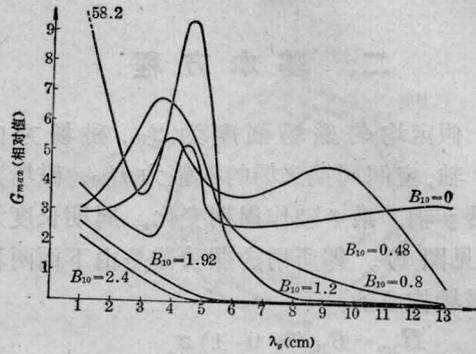


图3 在不同均匀磁场 B 作用下 G_{\max} 与 λ_g 之间的关系

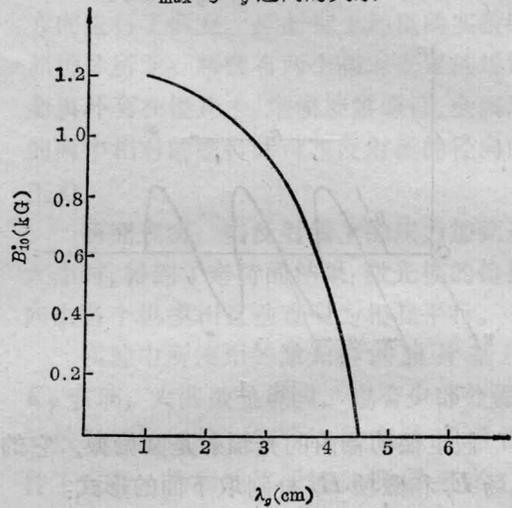


图4 $B_{10} \sim \lambda_g$ 相匹配特性曲线

从图3和图4的结果预示着,如果不是做激光放大器,而是激光振荡器的话,均匀磁场也可以调谐激光器的输出频率。此外,增益的变化还与相对论电子束与辐射场的相互作用长度有关系。

图5给出了周期长度 $\lambda_g=4.5$ cm时,在不同均匀磁场强度作用下,自由电子激光器的增益随相互作用长度变化的关系。应该指出,根据图4给出的结果,我们认为周期长度 $\lambda_g=4.5$ cm在给定的工作条件下,为对应于不加均匀磁场时自由电子激光器获得增益最大的匹配值。即使是在这种情况下,从图5中我们也可以看到,当 $B_{10}=0.8$ kGs和1.2 kGs,在相互作用长度5~6m范围内,

(下转第90页)

变化仍能处于满足振荡条件的范围内。我们测量了无压力作用时反射镜的某一偏振成分透过率随测量点位置的变化曲线,如图7所示。反射镜上因位置变化引起的透射率的差值与图6中的差值相近,而粘接反射镜时,激光束落在反射镜上的位置不是预先选定的,但是,都能满足振荡条件。因此,压力作用下内腔 He-Ne 激光器输出偏振光不属于这种情况。

下面分析第二种情况。在通常的内腔 He-Ne 激光器中,由于激光模之间的相互作用,使相邻纵模的偏振方向互相垂直^[2]。当我们在反射镜上施加大的压力时,由于膜层上的应力产生的应力双折射,将使两个偏振成分在通过介质膜时经受不同的折射率变化 n_o 和 n_e 。由激光膜的偏振理论可知^[2],当位相各向异性较大时,因腔长变化使各个模通过多普勒增益曲线时,偏振方向不发生反转。由于应力双折射产生的反射率各向异性比无应力时大(图6),这时的激光模趋向于在低损耗的偏振方向振荡。激光模的作用是使相邻纵模偏振方向互相垂直。当振幅损

耗的各向异性的作用大于激光模之间的相互作用时,激光的各个纵模都在低损耗的偏振方向振荡^[2]。在上述的两个条件都满足时,即所有模都在同一偏振方向,且不发生偏振方向的 90° 反转时,就可实现内腔激光器的线偏振输出。

总之,利用在反射镜上外加压力可以获得偏振输出,而输出功率几乎没有减小,结构比半内腔激光器和磁偏振激光器^[5]简单。

作者对吴仲康副教授,商美茹、刘治国、吕可诚、杨性愉等同志以及巴恩旭副教授对本工作的支持和有益的讨论表示感谢。

参 考 文 献

- [1] D. Lenstral; *Physica*, 1978, **95C**, 405.
- [2] D. Lenstral; *Physica Reports*, 1980, **59**, No. 3, 1965, 301.
- [3] H. De Long; *Philips Research Reports Supplements*, 1967, No. 8, 1; W. M. Doyle *et al.*; *JOSA*, **55**, No. 10 1221,
- [4] Toshiniko Yoshino; *Japan. J. Appl. Phys.*, 1979, **18**, No. 8, 1503.
- [5] M. D. Crisp; *Opt. Commun.*, 1976, **19**, No. 3, 316.

(上接第 106 页)

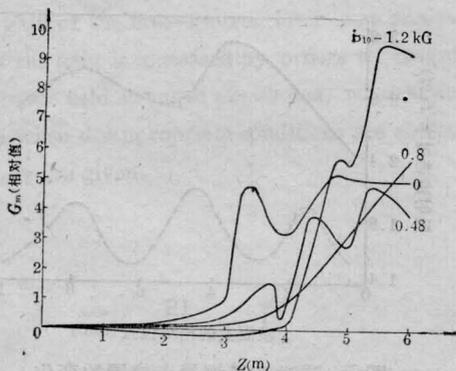


图5 $\lambda_g = 4.5$ cm 时在不同均匀磁场作用下 $G_m(z)$ 特性曲线

加均匀磁场仍有高于不加均匀磁场的激光器的增益。但在小于 3.5 m 的相互作用长度上,加均匀磁场就反而降低了激光器的增益,

对于 $B_{10} = 1.2$ kGs 时它还使自由电子激光器出现吸收现象,即辐射场的能量转变为加速相对论电子运动的能量。

参 考 文 献

- [1] D. A. G. Peacon *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **38**, 892.
- [2] M. B. Colson; *Appl. Phys.*, 1980, **22**, 219.
- [3] D. M. McDermott; *Phys. Rev. Lett.*, 1978, **41**, 1368.
- [4] L. Friedland, J. L. Hirshfield; *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **44**, 1456.
- [5] W. B. Colson; *Appl. Phys.*, 1979, **20**, 41.
- [6] R. K. Purker *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **48**, 235.
- [7] V. L. Granatstein; *Phys. Rev.*, 1978, **A17**, 1792.
- [8] I. B. Bernstein; L. Friedland; *Phys. Rev.*, 1981, **A23**, 816.