

光学速调管自发辐射谱的研究*

刘金英 徐宏亮 何多慧

(中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

提要 介绍了储存环上为自由电子激光研究而建造的光学速调管的自发辐射谱的实验测量及数值模拟结果,并讨论了进一步改进自发辐射光谱调制深度以提高自由电子激光增益的途径。

关键词 储存环自由电子激光,群聚,光学速调管,增益,自发辐射

1 引 言

自由电子激光(FEL)是相对论性的自由电子束通过波荡器时,自由电子的动能转化成的受激辐射。和常规激光相比,FEL具有波长连续可调且覆盖范围宽广、输出功率高、脉冲宽度及重复频率可调等优点,因此具有广泛的应用前景。

在 FEL 中,电子束由加速器产生,用作 FEL 驱动器的加速器主要有电子直线加速器和电子储存环。波荡器是一列沿同一轴线排列的、极性垂直于轴且方向和强度沿轴周期性变化的磁铁。沿波荡器轴入射的自由电子通过波荡器时发出自发辐射,自发辐射波长 λ 与电子相对能量 γ ,波荡器周期长度 λ_u 和波荡器峰值磁感应场 B_u 等参数满足如下关系式

$$\lambda = (\lambda_u / 2\gamma^2) (1 + a_u^2) \quad (1)$$

其中 $a_u = \frac{|e| B_u}{\sqrt{2} m c k_u}$ 是波荡器无量纲均方根磁感应场, $k_u = 2\pi/\lambda_u$, e 和 m 分别为电子的电荷和质量。当存在与自发辐射频率接近共振的同轴传播的 TE 波时,自由电子束的辐射可出现受激辐射,即自由电子激光,(1)式称为 FEL 的共振关系式^[1,2]。在受激辐射的情况下,原来连续的电子束以光波长为间隔沿轴在空间上周期性地群聚起来。理想群聚时,每个电子都处于光波的另一相位(或相差 2π 的整数倍相位),它们的辐射相干地叠加,其辐射功率与电子数目的平方成正比,由于电子数目很大,因而激光功率得到很大增益。完全理想的群聚是不可能的,但电子束群聚得越快越好,激光增益就越大,输出功率也就越高。

储存环驱动的 FEL 称为储存环自由电子激光(SRFEL)。SRFEL 工作在紫外至 X 射线的短波长区,而 FEL 增益随波长的缩短而急剧降低,因此,对 SRFEL,加强群聚以提高增益尤为重要。在波荡器中,电子要走较长距离才能达到较好的群聚,而电子储存环中安装波荡器的直线节一般都较短,为了能在较短的长度上达到很好的群聚以提高增益,原苏联科学院新西伯利亚核物理研究所 N. A. Vinokurov 博士和 A. N. Skrinsky 院士于 1977 年提出了光学速调管

* 863-410 基金和高校博士点专项基金资助项目。

收稿日期: 1997-11-26; 收到修改稿日期: 1998-01-19

(OK) 的构想^[3]。

光学速调管是一种改进型的波荡器, 由两个相同结构的波荡器中间插入一个色散段组成 (参见图 1)。前一波荡器称为能量调制段, 后一个波荡器称为辐射段。而色散段也是一个单周期强磁场波荡器。在能量调制段里, 由于光场和波荡器磁场的作用, 电子能量受到调制, 在色散段中, 能量低的电子行程长, 能量高的电子行程短, 于是能量调制转变为密度调制, 电子束便迅速群聚起来, 群聚的电子在辐射段里发出受激辐射。受激辐射中包含基波和谐波, 可以优化光学速调管的设计以加强所希望的波长的辐射。由于色散段的引入, 电子群聚大大加快, 光学速调管的增益也大大提高。

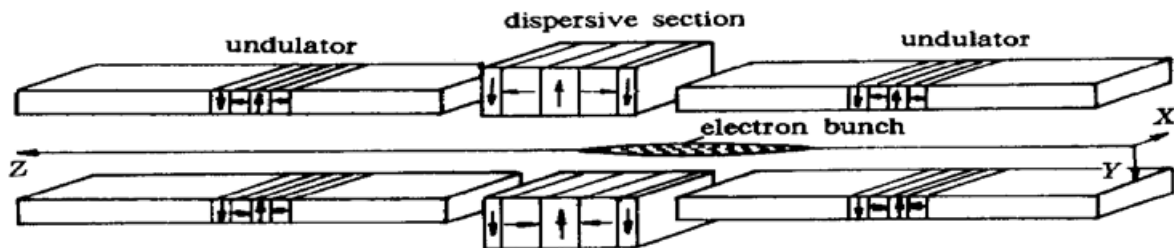


图 1 NSRL 光学速调管结构示意图

Fig. 1 Structure of the NSRL optical klystron

在没有光场作用时电子通过光学速调管所发出的辐射称为光学速调管的自发辐射。1979 年美国 Stanford 大学 J. Madey 教授导出了自发辐射与受激辐射之间的定量关系, 称为 Madey 定理^[4]。根据 Madey 定理, FEL 的增益正比于自发辐射谱的微分, 因此光学速调管自发辐射谱的研究是 SRFEL 研究的基础。

2 NSRL 光学速调管装置

中国科技大学国家同步辐射实验室(NSRL)的 800MeV 电子储存环是我国第一台专用同步辐射光源, 在它的一个长直线节上建造有一台用于 SRFEL 研究的光学速调管, 它是目前国内唯一的一台, 它将首先被用于有入射种子激光的三次谐波放大器型 SRFEL 研究。该光学速调管采用永磁平面型结构, 使用钕铁硼材料, 极宽为 100 mm, 全长为 1944 mm, 三段的磁极间隙可独立调节。调制段和辐射段的上下平面每周期由四个永磁块组成, 磁块尺寸为 18 mm × 18 mm × 100 mm, 周期长度 λ_u 为 72 mm, 周期数 N_u 为 12, 磁极间隙为 40 mm 时, 峰值场强为 0.294 T, 均方根偏差为 1.2%。色散段为一个周期, 其长度 d 为波荡器周期长度的三倍, 即 216 mm, 由同样的磁块三块并作一块使用, 上下平面各有两层磁块, 磁极间隙为 55 mm 时峰值场强为 0.70 T。三段各个端部极块的长度为中间极块的一半。图 1 是该光学速调管的结构示意图, 图中调制段和辐射段都只标出了一个周期的磁块排列。

3 光学速调管自发辐射谱的测量

光学速调管磁场对储存环工作点和闭轨等有明显影响, 为此, 在 200 MeV 注入能量下, 对储存环的工作点和闭轨进行了重新调整, 最高得到 49.5mA 的积累电子束流强, 并在此基础上进行了光学速调管自发辐射的实验研究。

首先观察和拍摄了光学速调管自发辐射所特有的光斑构型。自发辐射包括基波和高次谐

波,基波在轴线周围的中心部分,高次谐波围绕中心部分成类似同心圆状分布。实验中观察到光斑中心部分的颜色随电子能量或磁极间隙改变而改变,这种变化与(1)式所预期的一致。外围部分的颜色也随之改变。

接着,进行了自发辐射谱的测量。图2是测量系统示意图,测量设备放在离光学速调管中心7 m处,由于自发辐射散角极小,可以视为平行光。用一个焦距为100 mm的透镜将自发辐射聚焦在0.3 m的WQD-1型扫描单色仪的入射狭缝上。狭缝宽度设为40 μm时效果最佳。在单色仪的出射狭缝处放置R212型光电倍增管探测器。用计算机进行单色仪的扫描控制及数据采集处理,在计算机屏幕上直接显示所测得的光谱曲线,同时打印输出。为使光电倍增管工作在灵敏区,测量时波荡器磁极间隙约为56 mm,色散段磁极间隙约为90 mm,电子能量为200 MeV,自发辐射谱的中心波长约为346 nm。

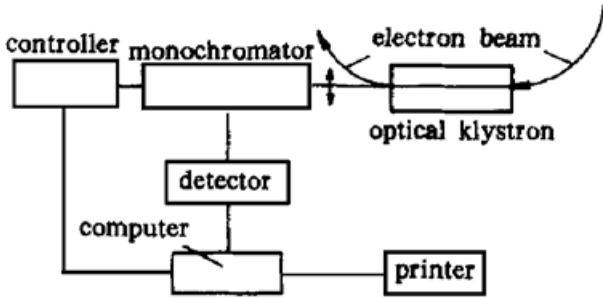


图2 测试系统示意图

Fig. 2 Scheme of the measurement system

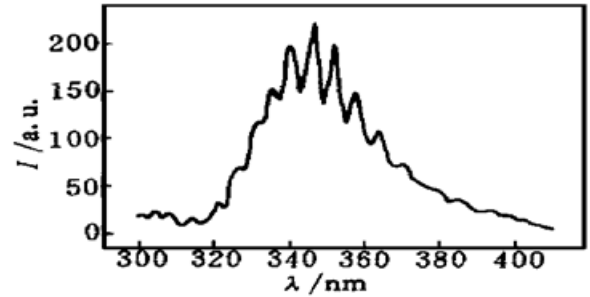


图3 实验测得的自发辐射谱

Fig. 3 Measured spontaneous emission spectrum

图3是测得的基波自发辐射谱曲线。纵坐标I为相对强度。由图可见,在中心波长附近辐射强度随波长迅速起伏,即受到了调制。调制越深,其微分值越大,增益也越大。调制深度由电子束参数、光学速调管磁场和测量设备决定,用调制因子来表示调制深度,总调制因子定义为

$$f = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}) = f_e f_m f_f$$

其中, I_{max} 为谱强度的极大值, I_{min} 为相邻的极小值, f_e 和 f_m 分别为电子参数的离散和磁场缺陷所决定的调制因子, f_f 为单色仪所决定的调制因子。显然,调制因子的最大值为1。由图3得到实测自发辐射谱的总调制因子为 $f = 0.236$ 。

4 测量结果分析

为了探索改进调制深度以提高增益的途径,对自发辐射谱进行了理论计算,并与实测结果进行对比分析。光学速调管的自发辐射谱可以用相对论性电子在磁场中电磁辐射的经典公式计算^[5],一个电子通过光学速调管,在 \vec{n} 方向单位立体角 $d\Omega$, 单位频率 $d\omega$ 内的辐射功率为

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{n}(t) \times [\vec{n}(t) \times \vec{\beta}(t)] \exp \left[i\omega \left(t - \frac{\vec{n}(t) \cdot \vec{r}(t)}{c} \right) \right] dt \right|^2 \quad (2)$$

式中, ϵ_0 为介电常数; $\vec{n}(t)$ 为观察方向上的单位矢量,对较远的观察点,可视为与时间无关的常量; $\vec{r}(t)$ 和 $\vec{\beta}(t)$ 分别为电子在 t 时刻的位置矢量和速度矢量,可由电子在磁场中所受洛伦兹力及进入光学速调管时的初始条件求得。每个电子的辐射互相独立。把电子束参数和光学速调管磁场代入进行数值模拟,可以得到理论上的自发辐射谱。

首先考虑磁场的影响。用实测磁场和理想磁场进行了模拟,两者结果相近,即 f_f 接近于1。其次考虑电子束参数,主要是能散度和发射度的影响。

4.1 电子束能散度的影响

电子的能量 E 在中心值附近有一个分布, 一般可用高斯分布来描述

$$F_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} \exp\left[-\frac{\Delta E^2}{2\sigma_E^2}\right] \quad (3)$$

其中 σ_E 为均方根能散度, 实测 σ_E 为 5×10^{-4} 。 ΔE 为电子能量与中心能量的偏差。考虑电子能散后由(2) 式计算得到的自发辐射谱如图 4(a) 所示。可见 5×10^{-4} 的电子束能散度对自发辐射谱的调制因子影响不大。

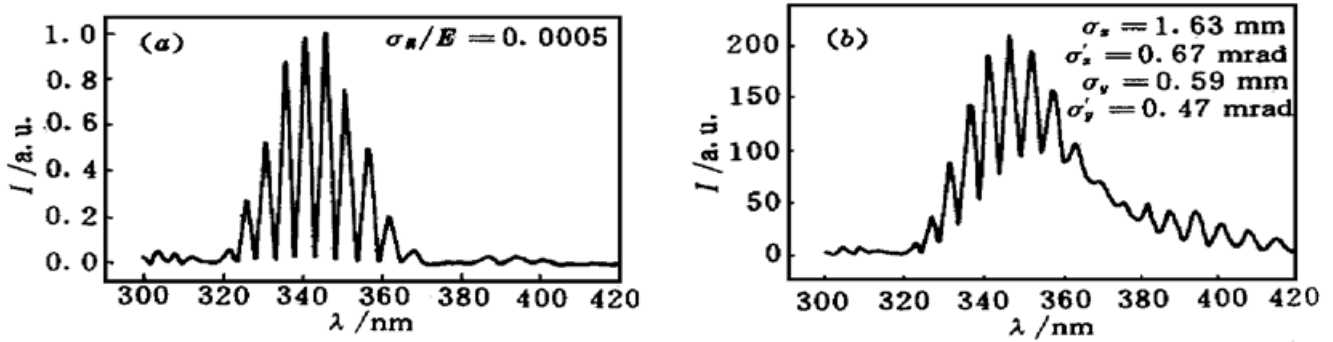


图 4 考虑电子束能散模拟 (a) 和发射度模拟(b) 的自发辐射谱

Fig. 4 Simulated spontaneous spectrum of NSRL OK, including only electron beam energy spread (a) and including only electron beam emittance (b)

4.2 电子束发射度的影响

电子束发射度, 即初始位置和散角分布, 可由测得的束流横向均方根尺寸 σ 和振幅函数 β 用蒙特卡洛法模拟得到^[6,7]。测得的参数为 $\sigma_x = 1.63 \text{ mm}$, $\sigma_y = 0.59 \text{ mm}$, $\beta_x = 12.5 \text{ m}$, $\beta_y = 4.09 \text{ m}$, 把经蒙特卡洛法模拟得到的初始位置及散角分布代入(2) 式, 得到如图 4 (b) 所示的自发辐射谱。由图可见, 目前的电子束发射度对自发辐射谱的调制深度影响很大。比较图 4(b) 与图 3 可以看到, 考虑电子束发射度而计算得到的自发辐射谱的调制深度在中心波长附近及长波区域与实测谱比较接近, 在短波长区偏离较大, 由下面的分析可见, 这可能是由测量系统造成的。

4.3 测量系统的影响

单色仪也会影响测得的自发辐射谱的调制深度。单色仪的调制因子 f_f 可由下式计算^[8]

$$f_f = \exp\left[-\left[\frac{\pi \cdot L + d}{12 \cdot \lambda}\right]^2 \alpha^2\right] \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2} \quad (4)$$

这里, L 为一个波荡器的长度, d 为色散段长度, α 为光阑孔径张角, $\xi = \pi(N_u + N_d) (\Delta\lambda/\lambda)$, N_u 为波荡器周期数, N_d 为色散段参数^[9]

$$N_d = \frac{1}{2\gamma^2\lambda} \left[d + \frac{e^2}{m^2 c^2} \int_0^d \int_0^z B_d(z') dz \right]^2 dz$$

B_d 为色散段磁场强度。由式(4) 可见, 波长越短 f_f 越小, 调制越浅, 而且光阑孔径张角 α 越大这种影响越大, 导致如图 3 所示短波长区调制几乎消失。这可能是图 4(b) 与图 3 在短波长区不完全一致的原因。由式(4) 还可看到, 光阑孔径张角 α 越小, 调制越深, 因此, 减小光阑孔径张角 α 可以改善测量结果。但是, 单色仪只影响谱的测量结果, 不影响实际的 FEL 增益, 为了进一步提高光学速调管的增益, 最重要的是进一步改进电子束品质, 特别是降低电子束的发射度。因此, 必须进一步改进有光学速调管时储存环的聚焦。此外, 电子束是否在光学速调管的轴线上

也会影响调制深度,须进一步进行模拟研究,并进一步改进束测装置和仔细地进行局部束流轨道校正。

参 考 文 献

- 1 G. Dattoli, Torre *et al.*. An Introduction to the Theory of Free Electron Lasers. Proceedings of CEAN Accelerator School on Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers, 1989 (Chester College, Chester, UK), p254~ 286
- 2 Hui Zhongxi, Yang Zhenhua. Free Electron Laser. Beijing: The Press of National Defence, 1995. Chap. 2 (in Chinese)
- 3 N. A. Vinokurov, A. N. Skrinsky. Proc. 10th Int. Conf. on High Energy Charged Particle Accelerators, 1977, Vol. 2 (Serpukhov): 454
- 4 J. M. Madey. Relationship Between Mean Radiated Energy, Mean Squared Energy and Spontaneous Power Spectrum in a Power Series Expansion of the Equations of Motion in a Free-electron Laser. *Nuovo Cimento*, 1979, **50B**(1): 64~ 88
- 5 J. D. Jackson. Classical Electrodynamics (2nd edition). New York: John Wiley & Sons, 1975. Chap. 14
- 6 C. Wang, D. Xian. RADID: A software for insertion device radiation calculation. *Nuclear Instruments and Methods*, 1990, **A288**(2/3): 649~ 658
- 7 K. Yagi, M. Yuri, S. Sugiyama *et al.*. Computer simulation study of undulator radiation. *Rev. Scie. Instrum.*, 1995, **66**(2): 1993~ 1995
- 8 D. A. G. Deacon, M. Billardon, P. Elleaume *et al.*. Optical klystron experiments for the ACO storage ring free electron laser. *Appl. Phys.*, 1984, **B34**(4): 207~ 219
- 9 J. M. Ortega. The Storage Ring Free Electron Laser. Proceedings of CEAN Accelerator School on Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers, 1989 (Chester College, Chester, UK), p287~ 305

Spontaneous Emission of an Optical Klystron

Liu Jinying Xu Hongliang He Duohui

(*University of Science and Technology of China, Hefei 230026*)

Abstract Results from experimental measurements and numerical simulations of the spontaneous emission spectrum of an optical klystron for the storage ring free electron laser in the synchrotron radiation source at University of Science and Technology of China are presented. Possible measures to improve the modulation depth of the spontaneous emission spectrum are discussed.

Key words storage ring free electron laser, bunching, optical klystron, gain, spontaneous emission