

# 利用相干渡越辐射测量电子束团长度的分析与计算

李智慧<sup>1)</sup> 戴建枰 杨学平 范耀辉 谢家麟 朱俊彪

(中国科学院高能物理研究所 北京 100080)

**摘要** 利用相干渡越辐射(CTR)测量短和超短电子束团长度是国际上束测领域新发展的频域测量技术. 文中理论分析和数值计算了北京自由电子激光装置的皮秒级的射频电子束团序列产生的 CTR, 当辐射波长在长于束长(4ps)时, 渡越辐射发生相干增强效应; 与非相干渡越辐射相比, 当  $\lambda \geq \sqrt{2\pi\sigma_z}$  时, 增强的倍数约等于束团中粒子的数目( $10^8$ ); CTR 从亚毫米波到毫米波段呈宽带连续谱特性; 渡越辐射能量主要集中在轴线附近, 宏脉冲辐射能量高达几毫焦. 设计采用偏振型束团长度测量系统, 利用 CTR 自相关技术, 实验测量该束团序列的纵向长度, 并借助傅里叶变换光谱法, 推求束团电子分布.

**关键词** 相干渡越辐射 束团长度测量 自由电子激光器

## 1 引言

最近几年, 随着加速器和自由电子激光物理和技术的发展, 短电子束团(皮秒级长度)和超短电子束团(亚皮秒级长度)在自由电子激光器、正负电子对撞机、加速器、康普顿背散 X 射线源和远红外相干辐射源等很多领域的发展和受到越来越普遍的关注. 其中美国 LCLS 和德国 DESY 用以产生 X 射线 SASE 自由电子激光的超短电子束团长度将低于 100fs 甚至低于 100fs<sup>[1,2]</sup>.

产生、压缩、传输和应用微束团的关键技术之一是短和超短电子束的测量技术, 因为对亚皮秒电子束团的测量能力在很大程度上影响着产生超短电子束团和辐射脉冲的过程. 所以, 开发一种分辨率可达到亚皮秒量级的束长度测量系统成为一项很紧迫的任务和很具有意义的工作. 传统上用条纹相机或横向射频折射腔技术来测量电子束长度以及电子纵向分布, 但是这类仪器的分辨率只能达到皮秒级, 而且设备价格不菲. 因此测量几皮秒、亚皮秒甚至更短的电子束对此类仪器提出了巨大的挑战. 利用短电子束

团产生的 CTR, 相干同步辐射(CSR), 相干摇摆器辐射(CUR)等频域测量方法, 以简单廉价的设备很易达到亚皮秒级甚至更高的分辨率. 因此, 此项技术正在成为短和超短束团长度测量的主要手段.

国际上, 利用微束团产生的 CTR 已经成功地测量了短和超短电子束团长度. 1991 年, 美国 Cornell 大学 U. Happek 等人, 利用长约 1—2mm 的电子束团通过金属铅箔, 观测到 CTR<sup>[3]</sup>. 1992 年日本 Tohoku 大学 Y. Shibata 工作组观测到 CTR<sup>[4]</sup>. 对 CTR 的成功观测推动了利用 CTR 频域方法测量短和超短电子束团实验的进行和发展. 1994 年, 美国 Stanford 大学 Wiedemann 等人用 SUNSHINE 提供的电子束团产生 CTR, 利用光学自相关方法, 在迈克尔逊干涉仪上测量出电子束团长度<sup>[5]</sup>. 1998 年, 美国 California 大学 A. Tremaine 等人在 SASE FEL 上观测了 CTR, 并结合频域技术推算出摇摆器中电子束团的纵向长度<sup>[6,7]</sup>. 1999 年, T. Watanabe 等人比较了用频域方法(迈克尔逊干涉仪)和时域方法(分辨率为 200fs 的条纹相机)测量电子束团的长度, 检验 CTR 方法测量束团形状的可靠性<sup>[8]</sup>. 2000 年, 德国 FDET 的 M. Geitz

2003-01-28 收稿, 2003-04-14 收修改稿

\* 国家自然科学基金(19875066), 国家高技术—激光技术领域经费, 中国科学院创新基金资助

1) E-mail: lizhh@thepe.ac.cn

等人用条纹相机、Martin-Puplett 干涉计和纵向相位空间循环方法,通过测量 CTR 光谱来推算电子束团长度<sup>[9]</sup>. 2001 年,Argonne 国家实验室的 A. H. Lumpkin 等人报道了他们利用可见光范围内的 CTR 第一次测量 SASE FEL 中的沿摇摆器轴向的电子束团的微聚束现象<sup>[10]</sup>.

北京自由电子激光(BFEL)<sup>[11]</sup>由热阴极电子枪,  $\alpha$  磁铁, 30MeV 的射频直线加速器、摇摆器和光学谐振腔组成. 它的短电子束团可用以产生远红外至毫米波段宽带连续强相干同步辐射、渡越辐射. 利用研制的偏振型迈克尔逊干涉仪系统,通过测量 CTR 和 CSR 可测量其束团长度;利用  $\alpha$  磁铁压缩系统,可将此皮秒束团压缩为亚皮秒束团,甚至超短束团. 表 1 给出了北京自由电子激光装置(BFEL)电子束流的性能参数.

束团长度的测量对 BFEL 现状改良和进一步发展同样意义重大. 进行基于相干渡越辐射方法的实时能谱测量技术的研究,可以提供实时能谱测量分析技术,缩小我国与国外先进能谱测量技术的差距;进而发展的微束团长度诊断技术还可为未来开展短波长 SASE FEL 提供关键技术储备. 本文详细介绍了由 BFEL 射频电子束团序列所产生 CTR 的理论分析和计算,为利用所研制的束长测量系统开展该束团长度的测量工作提供理论基础.

表 1 BFEL 射频电子束团序列的参数表

射频参数		电子束团参数	
射频频率	2856MHz	微脉冲宽度	4ps
宏脉冲重复频率	3.125Hz	束团电子数	$(6.3-12.5) \times 10^8$
宏脉冲宽度	4 $\mu$ s	束团间隔	350ps
束团数/宏脉冲	12000	电子束能量	15-30MeV
宏脉冲电流	110-220mA	微脉冲电流	10-20A

## 2 理论分析

### 2.1 CTR 理论

当带电粒子穿过两种具有不同介电常数的介质的界面时,就会产生渡越辐射. 如图 1 所示,真空中高速运动的电子撞击与轴向成  $45^\circ$  角的金属铝箔,其中辐射方向与电子运动方向同向的辐射称为前向渡越辐射;辐射方向与电子运动方向相反,或者垂直(如图 1)的辐射称为后向渡越辐射. 考虑后向辐射,单个电子在单位立体角、单位波数上发射渡越辐射的能谱为<sup>[12]</sup>.

$$\frac{d^2 U_{1e^-}}{d\Omega dk} = \frac{r_e mc^2}{\pi^2} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}, \quad (1)$$

其中  $\theta$  是观测角,  $r_e$  为经典电子半径,  $mc^2$  是电子静止能量,  $\beta$  是相对论归一化速度因子.

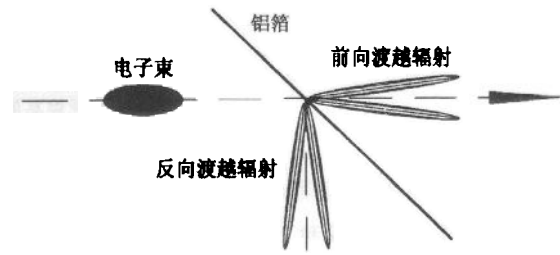


图 1 入射角为  $45^\circ$  的渡越辐射发生系统示意图

当电子束团撞击一个金属箔时,在观察点所测到的渡越辐射的强度是束团中每个电子所发射的辐射的叠加. 当观测距离远大于束团长度时,单个束团发射的渡越辐射总能量由 Nodvick-Saxon 公式给出

$$I_{tot}(k, \sigma_z) = I(k) [N + N(N-1)F(k, \sigma_z)], \quad (2)$$

式中  $I(k)$  为单电子渡越辐射能谱,  $N$  为束团电子数.  $F(k)$  为束团形状因子,是归一化束团电子密度分布函数  $S(z)$  的傅氏变换的平方为

$$F(k, \sigma_z) = \left| \int e^{ikz} S(z) dz \right|^2 \quad (3)$$

其中  $k = 2\pi/\lambda$  是辐射波数,  $z$  为电子运动方向. 从式(2)可以看出,当  $F(k) = 0$  时,总辐射可约化成  $N$  个束团电子辐射的简单叠加,  $NI(k)$  称为非相干渡越辐射(ITR);当  $F(k) = 1$  时,总辐射可约化成  $N^2 I(k)$ ,称为相干渡越辐射(CTR). 当束团内  $N$  个电子同相发射辐射,导致 CTR 较之 ITR 增长束团电子数倍(BFEL 束团  $N = 10^8 - 10^9$ ). 对 CTR 光谱的测量可以给出轴向束团形状因子  $F(k)$ ,由此可得到束团轴向粒子分布函数  $S(z)$  的信息.

### 2.2 BFEL 上 CTR 能量的理论估算

忽略束团横向效应,讨论高斯型电子束团,其电子密度分布函数如(4)式所示

$$S(z, \sigma_z) = \frac{\exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)}{\sqrt{2\pi}\sigma_z}, \quad (4)$$

式中  $\sigma_z$  为束团纵向长度. 将(4)式代入(3)式经计算可以看出,高斯型束团的形状因子仍为高斯型.

由(1)式和(2)式,利用  $S(z, \sigma_z)$  很易得出束团的总辐射能量为

$$\frac{d^2 U_{\text{CTR}}}{dkd\Omega} \approx \frac{N^2 \beta^2 r_e mc^2}{\pi^2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \times \exp\left(- (k\sigma_z)^2\right), \quad (5)$$

分析后向 CTR 随观测角的变化,取  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ , 代入(5)式,并对波数  $k$  积分,就得到束团的渡越辐射角分布为

$$\frac{dU_{\text{CTR}}}{d\theta} = \frac{N^2 \beta^2 r_e mc^2}{\sqrt{\pi}\sigma_z} \times \frac{\sin^3 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}. \quad (6)$$

分析(6)式可知,束团 CTR 的极值位于  $\theta_{\text{max}} = \sin^{-1}(\sqrt{3}/\beta\gamma)$  处,在  $\theta_{\text{max}}$  两边,渡越辐射的强度急剧减小,并且在  $\theta = 0$  处,辐射强度为 0.

对于 BFEL, 当束流强度为  $1.55\mu\text{A}$  时,  $N = 6.3 \times 10^8$ , 那么能量为  $26\text{MeV}$ , 长度为  $4\text{ps}$  的束团的 CTR 角分布如图 2 所示. 可以看出, CTR 最强烈处

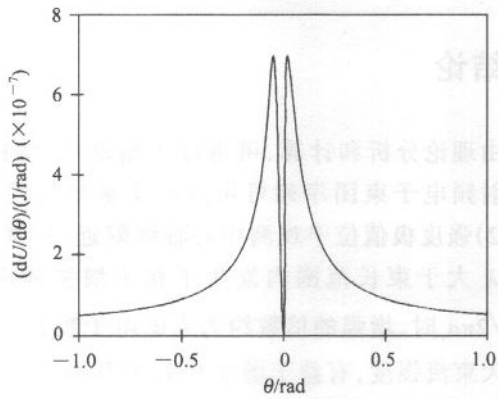


图 2 射频电子束团相干渡越辐射的角分布

位于  $\theta = 0.034\text{rad}$  处,可见观察点应当设置在中心轴线附近. 为计算 CTR 能谱,将(5)式对立体角  $\Omega$  积分,可以得到束团的 CTR 能谱分布为

$$\frac{dU_{\text{CTR}}}{d\lambda} \approx \frac{2N^2 r_e mc^2 [2\ln(2\gamma) - 1]}{\lambda^2} \times \exp\left(- (2\pi\sigma_z/\lambda)^2\right), \quad (7)$$

对于 BFEL, 当束流强度分别为  $1.55\mu\text{A}$  和  $3.10\mu\text{A}$  时,能量为  $26\text{MeV}$ , 长度为  $4\text{ps}$  的束团渡越辐射的能谱如图 3 所示;同时也可以给出束流强度为  $1.55\mu\text{A}$  的不同长度束团的 CTR 的能谱,如图 4 所示. 结论:

- 1) 对于高斯型束团,在  $\lambda \geq \sqrt{2\pi}\sigma_z$  处,渡越辐射强度急剧增长为最大值,  $\lambda \leq \sqrt{2\pi}\sigma_z$  处,增强效应消失;
- 2) 该子束团产生的 CTR 在毫米波宽带连续特性;
- 3) 很明显地看出,CTR 的强度近似为 ITR 强度的束团电子数  $N$  倍;
- 4) 束流强度越大,渡越辐射的相干增强效应越明显;
- 5) 短束团比长束团 CTR 强度增长更剧烈;
- 6) 辐射强度最大值随束团长度减小向短波段突伸入远红外区,即压缩束团长度有利于增强远红外

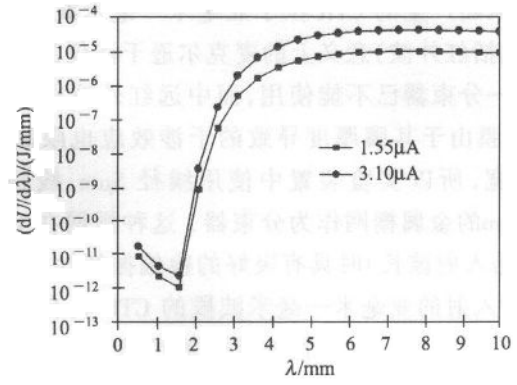


图 3 BFEL 高斯型射频电子束团相干渡越辐射的能谱分布

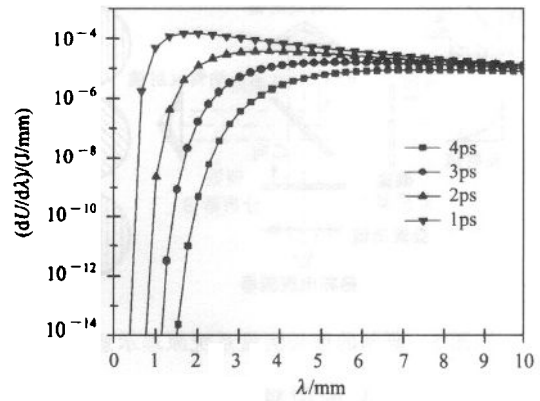


图 4 不同长度的高斯型电子束团相干渡越辐射的能谱分布

CTR 功率.

将(7)式进一步对  $\lambda$  进行积分,可得束团的 CTR 总能量为

$$U \approx \frac{N^2 r_e mc^2 [2\ln(2\gamma) - 1]}{2\sqrt{\pi}\sigma_z},$$

当束流强度为  $1.55\mu\text{A}$  时,能量为  $26\text{MeV}$ , 长度为  $4\text{ps}$  的束团的 CTR 总能量为  $1.76 \times 10^{-7}\text{J}$ . 所以宏脉冲能量可以达到毫焦量级,可以满足探测器的探测要求.

### 3 束团长度测量装置

依据上述理论分析可知, BFEL 装置的皮秒射频电子束团序列可产生从毫米波段的宽带连续的强相干渡越辐射. 与 CSR 不同<sup>[13,14]</sup>, 单电子渡越辐射能谱与辐射波长无关,导致 CTR 只与束团电子束的电子分布密度有关,为我们提供了通过测量 CTR 诊断电子束团长度的绝好方法.

研制的束团长度测量系统是根据典型的迈克尔逊干涉仪自相关测量原理发展而成. 由于皮秒级的

电子束团产生的 CTR 位于亚毫米—毫米波段,光波段(包括红外波)意义上的迈克尔逊干涉仪的核心元件——分束器已不能使用,而中远红外波段使用的 Mylar 膜由于其膜厚度导致的干涉效应也限制了使用带宽,所以实验装置中使用线径  $5\mu\text{m}$ , 线距 ( $d$ )  $12.5\mu\text{m}$  的金属栅网作为分束器. 这种栅网在  $d/\lambda \ll 1$  ( $\lambda$  是入射波长) 时具有极好的检偏振特性, 所以对于  $45^\circ$  入射的亚毫米—毫米波段的 CTR 具有良好的半透半反特性. 为克服长波传输严重的衍射现象, 系统设计的光传输孔径  $D$  远大于辐射波长  $\lambda$ . 干涉仪采用偏振干涉工作模式. 原理图如图 5 所示.

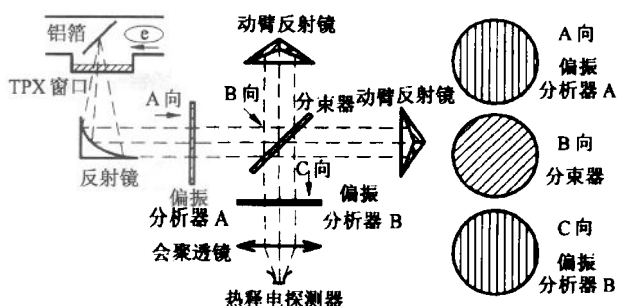


图 5 研制的束长测量系统原理示意图

实验中 30MeV 的射频电子束团序列沿摇摆器穿过与轴线成  $45^\circ$  金属铝箔, 产生 CTR, 后向辐射射出 TPX 窗口, 经偏轴抛物面镜反射成为平行光进入束长测量系统. 栅网分束器将其分成两束, 一束经定臂背椎反射镜反射后返回, 穿过分束器, 与另一束沿动臂背椎反射镜反射后返回, 由分束器反射的光束相遇重合, 重合光束经偏振分析器 B 分析, 两束

光发生线性自相关, 进入热释电探测器. 移动动镜测出 CTR 作为动镜移动距离的函数, 即 CTR 干涉图  $\Delta I(\tau)$ , 干涉图中央的主极大半极值全宽度近似为束团的平均长度. 干涉图藉助傅氏变换即可推出该束团的能谱, 如式(9)所示:

$$U(\omega) = 2 \int_0^{\infty} \Delta I(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau. \quad (9)$$

由于动镜的移动范围有限, 使得两相干光束的时间差不可能从 0 到  $\infty$  变化, 因此, 求得的光谱图的分辨率就受到了这最大光程差  $\Delta\tau_{\text{max}}$  的限制, 光谱图的分辨率  $\Delta\nu_{\text{min}} \propto 1/\tau_{\text{max}}$ . 为此, 在实际测量中, 需要按一定步长对于干涉仪输出强度  $\Delta I(\tau)$  进行离散采样, 然后作数值求和, 以代替  $\int_0^{\infty} d\tau$  的积分运算, 即进行离散傅里叶变换以求出光谱图  $U(\omega)$ .

## 4 结论

由理论分析和计算, 可得以下结论: 1) BFEL 装置的射频电子束团序列可用以产生毫米波段的强 CTR; 2) 强度极值位于观测中心轴线附近; 3) 渡越辐射在  $\lambda$  大于束长范围内发生了相干增强效应, 当  $\lambda \geq \sqrt{2\pi}\sigma_s$  时, 增强的倍数约为束团电子数目 ( $10^8$ ); 4) 增大束流强度, 有益于增强 CTR; 5) 压缩束团长度有利于增强远红外 CTR 功率; 6) 渡越辐射能量主要集中在轴线附近, 宏脉冲辐射能量高达几毫焦.

研制的亚毫米波—毫米波束团长度测量系统正离线调试, 即将用于实验研究.

## 参考文献 (References)

- 1 TESLA Technical Design Report. 2001-05, Humberg. 2001
- 2 LCIS Technical Design Report SLAC-R-593 LC-414, April 2002
- 3 Happek U, Sievers A J. Phys. Rev. Lett., 1991, **67**: 2962—2965
- 4 Shibata Y, Ishi K, Takahashi T et al. Phys. Rev., 1992, **A45**: R8340—8343
- 5 Kung P, Lihn H, Wiedemann H. Phys. Rev. Lett., 1994, **73**: 967—970
- 6 Tremaine A, Rosenzweig J B, Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**: 5816—5819
- 7 Kovachiov G A et al. Nucl. Instr. and Meth., 2000, **A448**: 70—72
- 8 Watanabe T et al. Nucl. Instr. and Meth., 1999, **A437**: 10—11
- 9 Geitz M et al. Nucl. Instr. and Meth., 2000, **A445**: 343—347
- 10 Lumpkin A H et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**: 79—82
- 11 XIE Jia-Lin. HEP & NP, 1994, **18**: 763—766 (in Chinese)  
(谢家麟. 高能物理与核物理, 1994, **18**: 763—766)
- 12 Frank I M, Ginsburg V L. J. Physics (Moscow), 1945, **9**: 353
- 13 ZHU Jun-Biao et al. HEP & NP, 2000, **24**(2): 172—180 (in Chinese)  
(朱俊彪等. 高能物理与核物理, 2000, **24**(2): 172—180)
- 14 ZHU Jun-Biao et al. HEP & NP., 2001, **25**(5): 455—460 (in Chinese)  
(朱俊彪等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(5): 455—460)

## Analysis and Calculation on Electron Bunch Length Measurement by Using CTR

LI Zhi-Hui<sup>1)</sup> DAI Jian-Ping YANG Xue-Ping FAN Yao-Hui XIE Jia-Lin ZHU Jun-Biao

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100080, China)

**Abstract** Measurement of electron bunch length through its generated CTR is a new frequency domain technique developed in the accelerator and FEL fields recently. In this paper we analyze theoretically and calculate numerically CTR produced by a train of RF-linac electron bunches of a few picoseconds at BFEL. For the CTR emitted at wavelengths longer than the bunch length ( $\lambda \geq \sqrt{2\pi}\sigma_z$ ), the intensity is enhanced by a factor of  $10^8$  which is the number of electrons in the bunch; CTR energy is mainly concentrated near the beam axis and can be up to several millijoules for Gaussian and rectangular bunches. A polarized-type Michelson interferometer was designed to measure autocorrelation interferograph of CTR, from which one can diagnose longitudinal length of this bunches and derive its electron density distribution.

**Key words** coherent transition radiation, bunch length diagnosis, free electron laser

---

Received 28 January 2003, Revised 14 April 2003

\* Supported by NSFC(19875066), Nation High Technology-Laser Technology Field Program, CAS Innovation Foundation

1) E-mail: lizhh@ihepa.ac.cn