

相干衍射辐射在超短电子束团长度 测量中的应用*

刘爱琴¹⁾ 刘征平 陈永忠 周伟民 戴志敏

(中国科学院上海应用物理研究所 上海 201800)

摘要 利用相干衍射辐射(CDR)光学自相关技术在线无阻拦频域测量超短电子束团的长度是当前国际束测领域的研究热点.文中分析和数值计算了利用上海应用物理研究所(SINAP)飞秒电子束装置提供的超短电子束团产生的宽带连续强 CDR,介绍了超短电子束团长度测量的实验原理和装置示意,并研究了分束器对束团长度测量的影响.结果表明,该束团可直接用于产生覆盖远红外至毫米波段的宽带连续强 CDR;辐射能量主要集中在轴线附近,宏脉冲辐射能量可达毫焦耳量级;利用光学自相关技术研制的远红外 Michelson 干涉仪和 Golay 探测仪组成束团长度测量系统,通过实验测量 CDR 干涉图 FWHM 可近似求得超短束团长度;干涉图借助傅立叶变换光谱法,可推算求得束团电子密度分布的信息.

关键词 相干衍射辐射 束团长度测量 光学自相关 超短电子束团 远红外 Michelson 干涉仪

1 引言

超短电子束团在 X-ray 自由电子激光、正负电子对撞机、强流电子束加速器、高强度相干远红外辐射源等很多领域的发展和应用中受到了越来越普遍的关注,已经成为当前国际加速器领域的研究前沿.随着技术的进步,束团长度被压缩的越来越短,例如,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仅仅为 100fs 甚至低于 100fs^[1,2],使得超短电子束团长度的测量成为新的技术难点.

短脉冲束团长度的测量传统上都采用时间分析的方法,即在时域中鉴别束流产生的信号来测量束团长度.然而,对于超短束团而言,这种时域的测量方法由于测量原理或观察机制的限制,已远远不能满足实时、快速、多参数测量的要求.因为一般条纹相机的测量极限在几个皮秒,即使当今世界最先进

的快速条纹相机,其分辨本领在 200fs 左右,并且造价昂贵,操作复杂^[3].因此,开发一种分辨率可达亚皮秒量级的超短束团长度测量系统是一项紧迫而有意义的工作.1991 年,Barry 提出了采用光学自相关技术在频域中测量微脉冲束团长度的方法^[4].不久后,Stanford 大学 Weidemann 带领的研究小组采用这种方法在 Sunshine 装置上产生了迄今为止最短的电子束团,并利用研制的远红外 Michelson 干涉仪,通过测量相干渡越辐射谱干涉图成功诊断了该束团的长度^[5,6].目前,利用超短电子束团产生的相干渡越辐射(CTR),相干同步辐射(CSR),相干衍射辐射(CDR),相干摇摆器辐射(CUR)等频域测量方法,以简单廉价的设备达到飞秒量级甚至更高的分辨率的测量技术正在成为超短束团长度测量的主要手段.

CDR 具有电子束团几乎没有损失地通过辐射器狭缝或小孔等优点,利用微束团产生的 CDR,在线无损频域测量超短电子束团的长度已经成为当前

2004-09-29 收稿

* 上海市科学技术委员会基金(02QF14059)资助

1) E-mail: liuaq@ssrc.ac.cn

国际束测领域的研究热点. 1995 年, 日本 Tohoku 大学的 Y. Shibata 工作组利用超短电子束团通过金属铝箔衍射小孔, 首次实现了毫米、亚毫米波段的 CDR 实验验证^[7]. 2000 年, 美国 Naval Surface Warfare Centre 和 Argonne National Laboratory 研究小组利用 CDR, 采用远红外 Michelson 干涉仪和 Golay 探测器成功测量了长度为 450fs 的超短电子束团长度^[8]. 2001 年, 泰国的 Chiang Mai 大学基于 Sunshine 装置提供的飞秒电子束团产生 CDR, 在 Michelson 干涉仪和热释电探测器组成的测量系统上测得电子束团长度^[9]. 同年, 意大利的 M. Castellano 等人采用 CCD 相机、Martin-Puplett 干涉仪和纵向相位空间循环方法, 通过测量 CDR 干涉图分布推算得出电子束团的长度^[10].

国内在这一领域的研究工作刚刚起步, 上海应用物理研究所 (SINAP) 正在积极开展这方面的工作. SINAP 正在建造的超短电子束主体装置是由热阴极电子枪、 α 磁铁压缩系统、30MeV 射频直线加速器、电子束传输及诊断系统、控制系统、真空系统、太赫兹辐射引出及探测系统等部分组成. 其产生的超短束团通过弯转磁铁、铝箔、磁场周期性变化的波荡器等辐射器可直接用于产生远红外至毫米波段宽带连续性强 CSR, CTR, CDR 和 CUR. 利用光学自相关频域测量技术, 通过实验测量相干辐射干涉图 FWHM 可近似求得超短电子束团的长度, 干涉图借助傅立叶变换光谱法, 可推算求得束团电子密度分布的信息. 超短束团长度测量系统是由远红外 Michelson 干涉仪和 Golay 探测器组成.

本文用数值计算的方法从理论上分析了 SINAP 飞秒电子束装置提供的超短电子束团产生的强 CDR 辐射特性, 介绍了超短束团长度测量系统的实验原理和装置示意, 并研究了远红外 Michelson 干涉仪分束器 Mylar 膜厚度对 CDR 干涉图的影响, 为下一步开展超短束团长度测量工作提供理论基础.

2 理论分析

2.1 相干衍射辐射理论基础

真空中高速运动的电子通过与轴向成 45° 角的铝箔上的小孔和狭缝时产生衍射辐射, 其中辐射方向与电子运动方向同向的辐射称为前向衍射辐射, 辐射方向与电子运动方向相反, 或者垂直的辐射称为后向衍射辐射. 考虑后向衍射辐射, 相对论运动电

子通过狭缝辐射器产生的衍射辐射强度为^[11-13]

$$\frac{dI(\omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{8\pi^2 c} \frac{k^2}{f^2(f^2 + k_y^2)} \{ (f^2 + k_x^2) \times (e^{-2fa_1} + e^{-2fa_2}) - \frac{2\alpha e^{-fa}}{(f^2 + k_y^2)} \times [(f^2 - k_y^2) \cos ak_y - 2fk_y \sin ak_y] \}, \quad (1)$$

其中 x 平行于狭缝方向, y 垂直于狭缝方向, 原点为束团入射点. 束团入射点与缝两边的距离分别为 a_1 和 a_2 , 缝径 $a = a_1 + a_2$, 且满足 $a < \gamma\lambda/2\pi$; $f = \sqrt{k_x^2 + \eta^2}$; $\eta^2 = k^2/\beta^2\gamma^2$; $k_x = k\sin\theta\cos\varphi$; $k_y = k\sin\theta\sin\varphi$; $k = 2\pi/\lambda$, θ, φ 分别为极化角和立体角, β 是相对论归一化速度因子, γ 为洛伦兹因子.

电子束团通过狭缝辐射器时, 在观测点所测到的衍射辐射强度是束团中每个电子所发射的辐射叠加, 衍射辐射总强度由 Nodvick-Saxon 公式给出^[14]:

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

其中 $I(k)$ 为单电子衍射辐射强度分布, N 为束团电子个数, $f(\lambda)$ 为束团形状因子, 由公式(3) 给出:

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

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

$$S(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left[-\left(\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)\right], \quad (4)$$

其中 σ_z 为束团纵向长度, 相应的束团形状因子 $f(\lambda, \sigma_z) = \exp\left[-(2\pi\sigma_z/\lambda)^2\right]$, 等效束团长度 $\sigma_{\text{eff}} = \sqrt{2\pi}\sigma_z$. 可以看出, 当 $f(\lambda) = 0$ 时, 总辐射强度为 $NI(k)$, 称为非相干衍射辐射 (IDR); 当 $f(\lambda) = 1$ 时, 总辐射强度可约为 $N^2I(k)$, 称为相干衍射辐射 (CDR). 通过对 CDR 干涉图的测量可以给出束团形状因子 $f(\lambda)$, 由此可以得到束团密度分布函数的信息.

2.2 SINAP 上相干衍射辐射功率的数值估算

我们知道, 当电子束团长度远大于衍射辐射波长时, 相当于电子为连续分布, 产生的辐射是非相干的, 总辐射强度与电子数目成正比. 当电子束团长度小于衍射辐射波长时, 相当于电子群聚于一个窄相区内, 产生的辐射是相干的, 此时总辐射强度与电子数目的平方成正比. 为了计算超短电子束团的相干衍射辐射强度, 先假设电子在束团中的纵向分布为高斯分布, 总电子数目为 N . 随机取 M 个电子, 相当于将 N 个电子分成 M 组, 每组中的电子发射的光可

以认为是完全相干的.将 M 个电子产生的电场叠加再作谐波分析,便可得到一个电子束团在单位立体角发出的单位频率内的辐射能量,如式(5)所示,其中每个电子产生的辐射场由公式(1)计算.

$$\frac{d^2 I(\omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{2\pi^2 k^2 c}{\hbar\omega} \left(\sum_{j=1}^M |E_{x,y}|^2 \right) \left(\frac{N}{M} \right)^2. \quad (5)$$

实际电子束团具有一定的能散度和横向发射度,这将影响衍射辐射的相干性.在我们讨论的情况下,由于每个微脉冲内的电子能散和横向发射度都很小,可忽略.表 1 给出了 SINAP 飞秒电子束装置提供的电子束团的性能参数.以下分别对束团长度、束流强度以及辐射器狭缝等因素对相干衍射辐射的影响进行数值计算,计算时采用的参数为:电子束团分布为高斯分布、能量 $E = 20\text{MeV}$ 、束团长度 $\sigma_z = 200\text{fs}$ 、电子束脉冲电荷量为 $Q = 0.05\text{nC}$ 、电子数目为 $N = 3 \times 10^8$ 、宏脉冲重复频率 10Hz .

表 1 SINAP 飞秒电子束装置电子束团主要参数

参量	单位	数值
电子束能量	MeV	15—30
电子束脉冲脉宽	fs	100—300
电子束能量散度		< 2%
电子束归一化发射度	π 微米弧度	~ 10
电子束脉冲电荷量	nC	0.01—0.1
束斑大小	mm	1
微脉冲宽度	ns	0.3
宏脉冲宽度	μs	~ 2
宏脉冲重复频率	Hz	3.125—12.5

SINAP 飞秒电子束装置提供的电子束团通过缝径为 2mm 的狭缝产生的 CDR 功率角分布如图 1 所示.可以看出,CDR 极化有水平和垂直两个方向,垂直方向极化强度略大于水平方向极化强度;强度峰值位于 $\theta = 1/\gamma = 0.0256 \text{ rad}$ 处,极值两边辐射强度急剧减小;在 $\theta = 0$ 处,辐射强度 = 0.可见,观测点应设在中心轴线附近.

将衍射辐射角分布(5)式对立体角 Ω 积分,可得到电子束团 CDR 功率谱分布.图 2 所示为能量为 20MeV ,长度为 200fs 的超短束团在束流强度分别为 0.01nC , 0.05nC , 0.1nC 时,通过缝径为 2mm 的狭缝产生的 CDR 功率谱分布.图 3 所示为固定辐射器缝宽为 2mm ,束流强度为 0.05nC ,束团长度分别为 100fs , 200fs , 300fs 的飞秒电子束的 CDR 谱分布.图 4

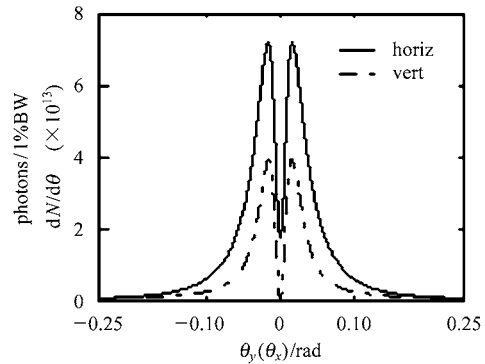


图 1 电子束团相干衍射辐射角分布

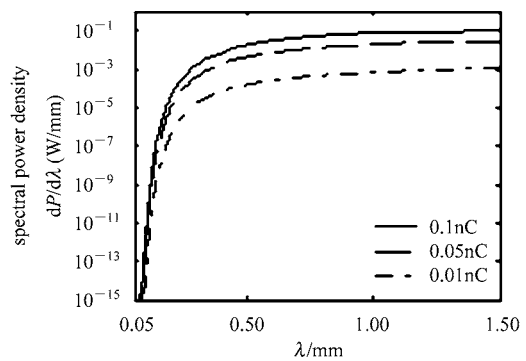


图 2 不同束流强度的电子束团相干衍射辐射功率谱

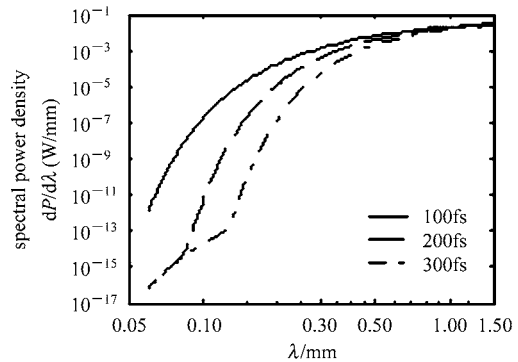


图 3 不同长度的电子束团相干衍射辐射功率谱

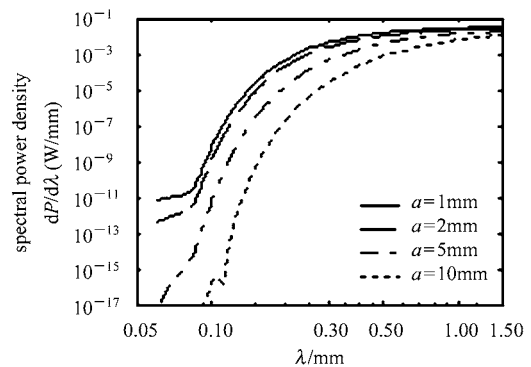


图 4 通过不同辐射器的相干衍射辐射功率谱

所示为束流强度为 0.05nC、束团长度为 200fs 的电子束通过辐射器狭缝宽度分别为 1mm, 2mm, 5mm, 10mm 的 CDR 谱分布. 可以看出: (1) 对于高斯型电子束团, 在 $\lambda \geq \sqrt{2\pi}\sigma_z$ 处, 相干衍射辐射急剧增长为最大值, 在 $\lambda \leq \sqrt{2\pi}\sigma_z$ 处, 增强效应消失; (2) 该超短束团产生的 CDR 在远红外至毫米波段呈宽带连续特性; (3) CDR 的强度近似为 IDR 的束团电子数目倍 (10^7-10^9), 束团电流强度越大, 衍射辐射的相干增强效应越明显; (4) 短束团比长束团 CDR 强度增长更剧烈, 功率强度随束团长度减小向短波端方向延伸, 即短束团有利于增强远红外 CDR 功率; (5) CDR 强度随辐射器狭缝缝径的减小向短波端方向延伸, 即辐射器狭缝越窄越有利于增强远红外 CDR 功率; (6) 基于 SINAP 提供的 20MeV 飞秒电子束装置, 长度为 200fs 的电子束团通过缝径为 2mm 的狭缝, 可获得宽带连续覆盖远红外到毫米波段的强相干衍射辐射.

将式(5)进一步对 ω 积分, 数值计算得出束流强度为 $Q = 0.05\text{nC}$ 、电子束能量 $E = 20\text{MeV}$ 、束斑大小为 $\sigma = 1\text{mm}$ 、束团长度 $\sigma_z = 200\text{fs}$ 、高斯分布的电子束团 CDR 总能量为 $1.57 \times 10^{-7}\text{J}$. 所以, 宏脉冲辐射能量可以达到毫焦耳量级.

3 CDR 的产生与超短束团长度测量

利用 SINAP 飞秒电子束装置提供的超短电子束团实现远红外到毫米波段 CDR 和利用 CDR 自相关技术进行超短束团长度测量的原理示意图, 如图 5 所示. 实验中, 超短电子束团穿过与轴线成 45° 角的金属狭缝衍射辐射器, 产生 CDR, 后向 CDR 辐射通过真空管道的水晶玻璃窗引出, 经聚焦镜头反射成为平行光, 进入束团长度测量系统. 研制的束团长度测量系统是根据远红外 Michelson 干涉仪自相关测量原理, 由远红外分束器、固定反射镜、移动反射镜和 Golay 探测器等器件构建组成. 设计选用的远红外分束器是在 Mylar 膜上刻上金属网格制作而成, 金属网格的间距为 $2\mu\text{m}$, 对 45° 入射的远红外到毫米波段的 CDR 具有良好的半透半反特性. 理想分束器的反射率 (R) 和透射率 (T) 恒为常数 $|R|^2 = |T|^2 = 1/2$, 实际分束器 Mylar 膜的反射率 R 和透射率 T 分别由式(6)给出^[15]:

$$R = -r \frac{1 - e^{i\phi}}{1 - r^2 e^{i\phi}}, \quad T = (1 - r^2) \frac{e^{i\phi/2}}{1 - r^2 e^{i\phi}}, \quad (6)$$

其中 r 为 45° 入射时空气 Mylar 膜层的反射率. 相位 $\phi = 4\pi t \sigma \sqrt{(2n^2 - 1)}/2$, $\sigma = 1/\lambda$, t 为 Mylar 膜厚度. n 为 45° 入射时 Mylar 膜的折射率, 假设 Mylar 膜吸收率为零, 折射率 n 恒定为 1.85, R 和 T 的相位差恒定为 $\pi/2$ ^[15].

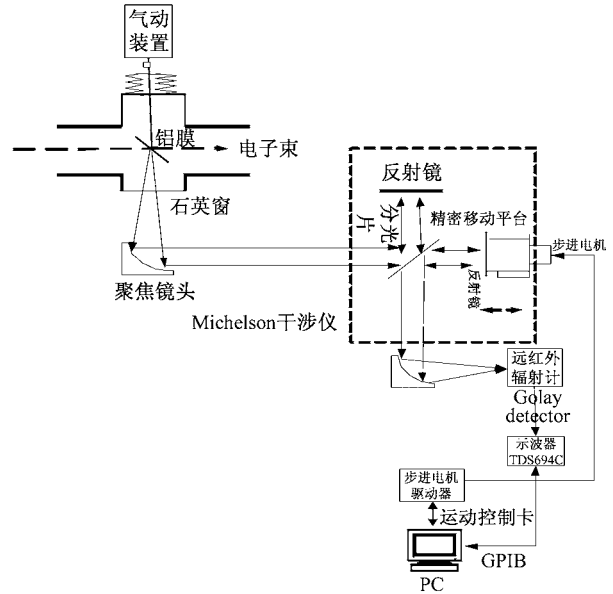


图 5 束团长度测量系统原理示意图

远红外 Michelson 干涉仪分束器将 CDR 分成两束, 一束为反射光束, 另一束为透射光束. 反射光束经过位置固定的反射镜(定镜)反射回来, 穿过分束器与经过位置可以移动的反射镜(动镜)反射后返回, 被分束器再次反射的透射光束相遇重合. 重合的两束光发生线性自相关, 经过聚焦镜头进入 Golay 探测器. 移动动镜, 调节光程差, 使 CDR 在不同频率下产生干涉现象, 记录干涉条纹的强度, 就可以测出 CDR 强度作为干涉仪动镜移动距离的函数, 即 CDR 干涉图 $\Delta I(\delta)$, 如式(7)所示. 通过测量干涉图中央主极大半极值全宽度 FWHM, 可近似求得超短束团的平均长度. 干涉图借助傅立叶变换即可推出束团的能谱, 如式(8)所示. 这样, 就可以间接测量 CDR 的辐射能谱. Michelson 干涉仪是一个可以移动的光学平台, 用它可以测量加速器上不同位置产生的 CDR 辐射. 将式(8)带入式(2), 即可推算求得束团的形状因子, 如式(9)所示. 由此可以得到束团密度分布函数的信息.

$$I(\delta) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |TR\tilde{E}(\omega) + RT\tilde{E}(\omega)e^{-i\omega\delta/c}|^2 d\omega = 2\text{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} |RT|^2 |\tilde{E}(\omega)|^2 e^{-i\omega\delta/c} d\omega +$$

$$2 \int_{-\infty}^{+\infty} |\bar{E}(\omega)|^2 |RT|^2 d\omega, \quad (7)$$

$$|\bar{E}(\omega)|^2 \propto \frac{1}{4\pi c |RT|^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta I(\delta) e^{i\omega\delta/c} d\delta, \quad (8)$$

$$f(\lambda) \propto \frac{1}{N-1} \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \Delta I(\delta) e^{i2\pi\delta/\lambda} d\delta}{4\pi c |RT|^2 N I_e(\lambda)} - 1 \right], \quad (9)$$

其中 δ 为光程差, c 为光速, $|\bar{E}(\omega)|^2 = |\bar{E}(-\omega)|^2$, $I_{\text{total}}(\lambda) \propto |\bar{E}(2\pi c/\lambda)|^2$.

考虑分束器 Mylar 膜的厚度对 CDR 的干涉效应有一定影响,根据公式(6),(7)对能量 $E = 20\text{MeV}$,束团长度 $\sigma_z = 200\text{fs}$ 的高斯型束团穿过缝径为 2mm 的衍射辐射器产生的 CDR 进行了光学自相关数值计算,如图 6 所示.结果表明,在实验允许误差范围内,电子束团长度小于 2 倍的 Mylar 厚度时,高斯型分布的束团平均长度近似为干涉图中央的主极大半极值全宽度 FWHM 的 0.75.由于动镜移动范围有限,使得两相干光束的光程差不可能从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 变化,因此求得的光谱图的分辨率就受到最大光程差的 δ_{max} 的限制,光谱图的分辨率 $\Delta\nu \propto c/\delta_{\text{max}}$.为此,实际测量中,需要按一定步长对干涉仪输出的强度 $\Delta I(\delta)$ 进行离散采样,然后数值求和,以代替 $\int_{-\infty}^{+\infty} d\delta$ 的积分运算,即进行离散傅立叶变换以求出

光谱图.

为了有效地利用 CDR 技术对超短电子束团长度进行测量,必须考虑辐射能谱分布的影响,但辐射能谱分布依赖于辐射波长.而超短电子束团产生的远红外到毫米波段 CTR 的能谱分布与辐射波长无关,只依赖于束团的形状因子,可提供束团长度的自相关测量,在实际测量中,它能为 CDR 测量系统进行自相关标定^[8,9,16].

此外,由于 Golay 探测器的接收孔很小(直径 6mm),而 CDR 有一定的发射角,因此,为了提高测量精度,必须设计一套 CDR 传输线路,首先把发散的光聚焦成平行光传输,然后在探测器端再把平行光聚焦到探测器的接收孔,这样尽可能把所有的 CDR 收集到 Golay 探测器中.为了克服 CDR 在传输过程中衰减较大的现象,在设计光路传输时,不能用常规的玻璃器材.聚焦镜头采用抛物面反射膜的方法,在抛物面上镀上一层对远红外波长反射率高的金属,同样反射镜也用反射膜镀层制作.为保证位置移动的精度,反射镜的位置通过步进电机驱动精密移动,移动步长为 $1\mu\text{m}$,精密移动平台的移动通过光栅尺的读数进行反馈控制.

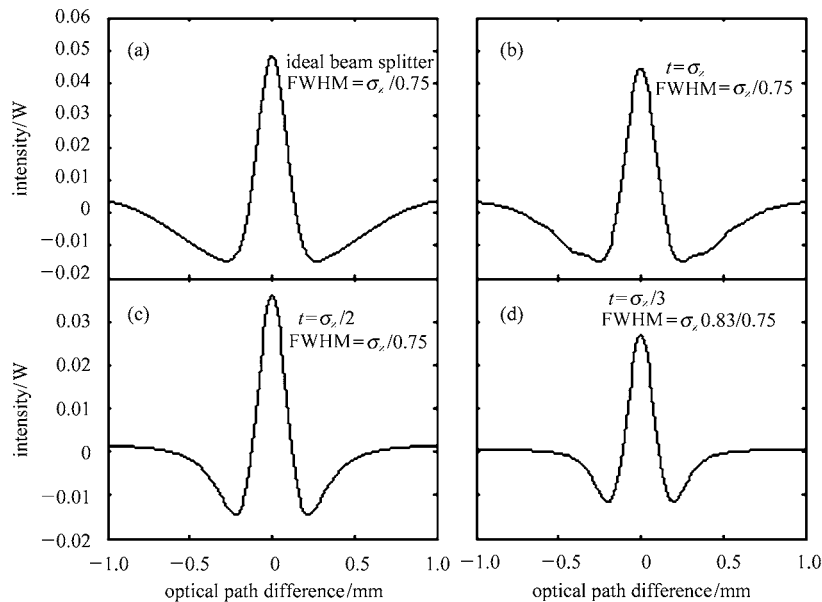


图 6 分束器 Mylar 膜厚度对高斯型分布电子束团 CDR 的影响

t : Mylar 膜厚度; σ_z : 束团长度.

4 结论

分析和数值计算了利用 SINAP 飞秒电子束装置提供的超短电子束团产生宽带连续的强 CDR 的辐射特性,同时介绍了利用 CDR 自相关技术进行束团长度无损频域测量的原理和装置示意,即将用于实验研究.得出以下结论:SINAP 提供的超短电子束团可直接用于产生覆盖远红外至毫米波段的宽带连续强相 CDR;在 0.05—1.5mm 波长范围内相干辐射功率约为非相干辐射功率的 10^7 — 10^9 倍;辐射能量主

要集中在轴线附近,宏脉冲辐射能量高达毫焦耳量级;在实验允许误差范围内,辐射器缝径为 2mm 时,考虑分束器 Mylar 的干涉影响,利用光学自相关技术通过测量 CDR 干涉图 FWHM 可近似求得超短电子束团长度;CDR 干涉图借助傅立叶变换光谱法,可推算求得束团电子密度分布的信息.

超短束团长度测量系统是由远红外 Michelson 干涉仪和 Golay 探测仪组成,该测量方法在频域中进行,与时间无关,测量精度高,对电子束团影响小,是一种重要的超短束团测量手段.

参考文献 (References)

- 1 LCLS Technical Design Report, SLAC-R-593 LC-414. April, 2002
- 2 LI Zhi-Hui et al. HEP & NP, 2003, **27**(9): 831—835 (in Chinese)
(李智慧等, 高能物理与核物理, 2003, **27**(9): 831—835)
- 3 Uesaka U, Ueda T et al. Nucl. Instrum. Methods, 1998, **A 406**: 371—379
- 4 Barry W. Proc. of the Workshop on Advanced Beam Instrumentation, KEK, Tsukuba, Japan, April, 1991
- 5 Kung P, Lihn H, Bock D et al. Phys. Rev. Lett., 1994, **73**: 967—970
- 6 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)
- 7 Shibata Y, Hasebe S, Ishi K et al. Phys. Rev., 1995, **E52**: 6787—6794
- 8 Lumpkin A H, Sereno N S, Rule D W. Nucl. Instrum. Methods, 2001, **A475**: 470—475
- 9 Settakom C. Proceedings of the Second Asian Particle Accelerator Conference. Beijing, China, 2001. 514—516
- 10 Castellao M, Verzilov Y, Catani L et al. DIPAC 2001 Proceedings—ESRF, Grenoble
- 11 Ter-Mikaelian M L. High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media. In: Wiley-Interscienc. New York: Academic Press, 1972. 377—389
- 12 Feng B, Oyamada M, Hinode F et al. Nucl. Instrum. and Methods, 2001, **A475**: 492—497
- 13 Kinura W D, Fiorito R B, Rule D W. Proceeding of the 1999 Particle Acceleration Conference. New York, 1999. 487—489
- 14 Nodvick J S, Saxon D S. Phys. Rev., 1954, **96**: 180—184
- 15 Lihn H C, Kung P, Settakom C et al. Phys. Rev., 1996, **A53**: 6413—6418
- 16 Settakom C. Generation and Use of Coherent Transition Radiation from Short Electron Bunches. PhD Thesis, Stanford University, California, 1996. 113—116

Analysis and Calculation on Electron Bunch Length Measurement by Using CDR *

LIU Ai-Qin¹⁾ LIU Zheng-Ping CHEN Yong-Zhong ZHOU Wei-Min DAI Zhi-Min
(Shanghai Institute of Applied Physics, Shanghai 201800, China)

Abstract Measurement of electron bunch length through its generated coherent diffraction radiation (CDR) via optical autocorrelation is a new non-intercepting frequency domain diagnostics technique developed in accelerator fields recently. In this paper, the CDR emitted by femto-second electron bunches provided by the SINAP linac are analyzed and numerically calculated, experimental designs on CDR generation and bunch length measurement are presented, and the beam splitter affected interferogram is simulated. As a result, broad band continuous and high intensity CDR covering a range from far-infrared to mm-wave region can be obtained by directly using these bunches. CDR energy is mainly concentrated near the beam axis and can be up to several millijoules for Gaussian bunches. We use a far-infrared Michelson interferometer and a Golay detector to measure the autocorrelation interferogram of CDR, considering the interference effects caused by the beam splitter, the electron bunch length can be easily obtained, from which one can derive its electron density distribution.

Key words coherent diffraction radiation, bunch length diagnosis, femto-second electron bunches, optical autocorrelation, far-infrared Michelson interferometer

Received 29 September 2004

* Supported by Shanghai Science and Technology Council(02QF14059)

1) E-mail: liuaq@ssrc.ac.cn