

皮秒量级电子脉冲宽度测量方法*

王荣¹⁾ 裴元吉 谢爱根 孙红兵

(中国科学技术大学国家同步辐射实验室 合肥 230029)

摘要 提出了一种测量皮秒量级电子脉冲宽度的新方法;并且在二次发射微波电子枪前期研究结果的基础上利用 MAFIA 等数值模拟程序建立起该测量方法的数值模型进行数值分析,讨论了其可行性;并根据本实验室现有条件给出了测量方法的最小分辨,说明了测量方法的可行性.

关键词 电子束脉冲宽度 皮秒量级 散束 传输矩阵

1 引言

随着同步辐射应用的发展,对光源亮度的要求也越来越高,其解决方法之一就是基于 Free Electron Laser(FEL)的第四代光源.而高功率短波长的自由电子激光对电子束强度、束流发射度、能散度、束流稳定性、微脉冲和宏脉冲宽度以及微脉冲间隔稳定性等都有非常严格的要求,为满足这些要求,微波电子枪被认为是可取方案之一.

在国家 211 工程的支持下,国家同步辐射实验室已经开展了对二次发射微波电子枪(Micro Pulse Gun 简称 MPG)的研制工作.通过对二次发射微波电子枪进行模拟计算以及特性分析,发现由 MPG 可以得到微脉冲宽度为 3.5—10ps,峰值流强(Peak Current)可达数千 A/cm²,能散度小于 0.1%的短脉冲束流^[1].

MPG 可能产生的电子脉冲宽度在 ps 量级,用传统的测量方法来实现脉宽测量已十分困难.目前国际上对 ps 级电子束脉冲宽度的测量从原理上可归纳为两类:一是利用 fs 级的激光脉冲,依据 Pockels 电光效应原理实现^[2, 3];二是以相对论电子束通过各种方式产生的辐射光为分析对象来获得脉冲宽度^[4, 5].但是这些方法需要的装置较为复杂,花费较大,不便为我们采用;因此提出一种测量方法,希望能以较为简单的实验设备,较少的经费实现对 ps 级电子脉冲宽度的测量.

2 测量原理

基于 MPG 可能产生的电子脉冲具有脉冲宽度极短(3.5—10ps)、能量分散极小($\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} < 0.1\%$)等特性,提出了下述测量思路:通过某种方式使脉冲宽度和脉冲能散度之间产生联系,然后通过测量脉冲能散度来间接地得到脉冲宽度大小.

具体实现:让电子脉冲(它具有初始能量分散极小的性质)通过一个谐振腔,在不同时刻进入加速电场的电子受到的加速相位会有不同导致能量增益不同,从而造成脉冲能散加大,同时在脉冲能散度变化与电子脉冲宽度之间存在一个关系式.根据此关系式,只要通过能量分析系统测出脉冲能散就可以得到电子脉冲的宽度.

2.1 散束

记: t' 时刻进入腔场的电子为 $e(t')$, $t' \in [0, T_e]$, T_e 为微脉冲宽度;腔长为 l ,腔内电场在电子运动路径上的分布为 $E_z(z)$, $z \in [-\frac{l}{2}, \frac{l}{2}]$;入射电子平均速度为 $\beta_0 \cdot c$,电子 $e(t')$ 在腔体中心时点受到的加速相位为 $\varphi_0(t')$, ω 为腔谐振频率.电子 $e(t')$ 在通过腔体后的能量增益为

$$\Delta w(t') = -e \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} E(z) \sin(\omega \int_0^z \frac{dz'}{\beta(z')c} + \varphi_0(t')) dz, \quad (1)$$

调整加速相位 $\varphi_0(t')$ 使 $\Delta w(\frac{T_e}{2}) = 0$, 又 T_e 极小, 显然脉冲中任意电子在腔中能量变化很小, 且脉冲的原始能散极小 ($< 0.1\%$), 因此可近似认为对电子脉冲中任意电子 $e(t')$ 在腔中都有 $\beta(z') \equiv \beta_0$, (1)式可写成

$$\Delta w(t') = -e \sin \varphi_0(t') \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta_0 c}\right) dz, \quad (2)$$

其中 $\sin \varphi_0(t') \approx \varphi_0(t') = \omega(t' - \frac{T_e}{2})$, 式(2)可写成

$$\Delta w(t') = -e \omega(t' - \frac{T_e}{2}) \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta_0 c}\right) dz, \quad (3)$$

从式(3)看出: 电子从加速场中得到的能量与电子入射时间 t' 有关.

在这种条件下, 整个脉冲都通过谐振腔后发生的能散 Δw (或动量分散 $\frac{\Delta p}{p}$) 为

$$\Delta w = \left[\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta_0 c}\right) dz \right] \omega T_e \propto T_e, \quad (4)$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2} \Delta w \propto T_e.$$

如前所述, 在电子入射相位满足某种关系下, 脉冲在通过谐振腔体后平均能量基本不变, 但是脉冲能散有显著变化, 且变化量与脉宽有关. 因此称此过程为“散束”, 所用的谐振腔称为“散束腔” (Debuncher), 通过散束腔后的脉冲称为“散束脉冲”.

2.2 散束脉冲能散的测量

采用磁分析器来测量“散束脉冲”的能散度. 脉冲经一狭缝离开散束腔进入能量分析系统. 散束脉冲在能量分析系统中依次经过: 长为 a 的自由漂移段、等效偏转角为 θ 的分析二极铁、长为 b 的自由漂移段, 最后打在荧光靶上.

散束脉冲在能量分析系统中的运动分析: 从入射点(狭缝处)到荧光靶的传输矩阵为

$$M = M_b M_{\text{magnet}} M_a = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中

$$M_a = \begin{bmatrix} 1 & a & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, M_b = \begin{bmatrix} 1 & b & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

令电子在磁场中轨道半径为 ρ , 偏转角 θ , 则有电子在磁场中的传输矩阵 M_{magnet} 为

$$M_{\text{mag-}\theta} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \rho \sin \theta & \rho(1 - \cos \theta) \\ -\frac{1}{\rho} \sin \theta & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

扇型二极铁;

$$M_{\text{mag-}\beta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \beta}{\rho} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot M_{\text{mag-}\theta} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \frac{\tan \beta}{\rho} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

平行边二极铁 ($\beta = \frac{\theta}{2}$).

打在靶上的脉冲横向展宽 x 与散束脉冲能散满足:

$$x = m_{11} x_0 + m_{12} x'_0 + m_{13} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_0, \quad (8)$$

其中 $\left[x_0, x'_0, \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_0 \right]$ 为散束脉冲在狭缝处初值.

在式(8)中, x'_0 是不可测量, 因此 m_{12} 取值尽量接近零; $\left(\frac{\Delta p}{p} \right)_0$ 是 T_e 的函数, m_{13} 取值应尽量大. 分别将(6), (7)式带入式(5)中得:

$$\begin{cases} m_{11} = \cos \theta - \frac{b}{\rho} \sin \theta \\ m_{12} = (a+b) \cos \theta + \frac{(\rho^2 - ab)}{\rho} \sin \theta \\ m_{13} = \rho(1 - \cos \theta) + b \sin \theta \end{cases}, \quad (9)$$

$$\begin{cases} m_{11} \equiv 1 \\ m_{12} = a + b + \rho \sin \theta \\ m_{13} = 2b \tan \frac{\theta}{2} + \rho(1 - \cos \theta) \end{cases}, \quad (10)$$

在式(10)中恒有 $m_{12} > 0$, 不符合要求; 而在式(9)中可实现 $m_{12} = 0$ (例如 $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\rho^2 - ab = 0$). 因此在这里采用扇型二极铁作为分析磁铁.

2.3 散束脉冲在荧光靶上的横向分布 x

取 $m_{12} = 0$, 由式(9)解出 m_{11} , m_{13} ; 将式(4), (9)代入式(8)中得

$$x = m_{11} x_0 + m_{13} \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2} \left[\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta_0 c}\right) dz \right] \omega T, \quad (11)$$

$$T_e = (x - m_{11}x_0) \left\{ m_{13} \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2} \times \left[\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} E(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta_0 c}\right) dz \right] \omega \right\}^{-1}, \quad (12)$$

由式(11), (12)可知, 只要测出电子在荧光靶上的横向分布 x 后, 就可以得出电子脉冲宽度 T_e .

3 测量系统的数值分析

本实验室对 MPG 的前期研究表明, 待测的电子脉冲会具有如下性能:

电子动能 $w = 0.3\text{MeV}$ ($\varepsilon = 0.811\text{MeV}$)、能量分散为 $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 0.1\%$ 、微脉冲宽度为 $T_e = 6\text{ps}$ 、重复频率为 $f_0 = 2856\text{MHz}$ 、宏脉冲宽度为 $T_1 = 2\mu\text{s}$.

在不考虑电荷空间效应影响的前提下, 通过数值模拟的方法搭建了测量系统的数值模型并进行分析.

3.1 Debuncher 腔模型

与大多数微波加速腔一样, 采用圆柱型谐振腔, 以 TM_{010} 模为工作模式, 频率为 $f_0 = 2856\text{MHz}$.

利用 MAFIA 的 E 模块进行场型优化设计, 得到一个适用的腔体结构, 它能够使腔内电场集中分布在电子运动路径上, 记电场在电子运动路径上的分布函数为 $E(z)$; 同时腔自身具有较高的 Q 值和较高的分路阻抗. 该腔的基本参数见表 1, 二维结构以及场分布见图 1.

表 1

f_0/GHz	$R_s/\text{M}\Omega$	Q	R_s/Q
2855.378	2.012	8565	235

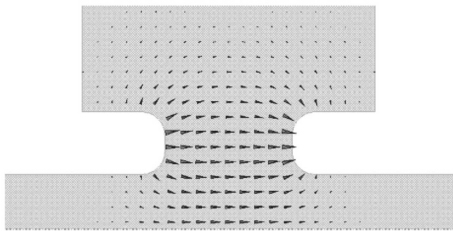


图 1 Debuncher 腔 TM_{010} 模 2D 场分布图

实际上, 在电子穿越 Debuncher 腔的过程中 $\beta(z') \neq \beta_0$, 即严格上讲式(2)并不成立. 在这里, 已知 $E(z)$, 则可以利用式(1)进行数值计算精确地得出电子

在穿越 Debuncher 腔后的能量增益:

$$d\Delta w(t', z) = -eE(z) \sin\left(\omega \int_{-\frac{l}{2}}^z \frac{dz'}{\beta(z')c} + \varphi_1(t')\right) dz. \quad (13)$$

找出满足 $\Delta w(\frac{T_e}{2}, \frac{l}{2}) = 0$ 的入射相位关系, 根据式(13)进行数值计算, 得到宽度为 6ps 的 MPG 脉冲在此入射相位关系下穿过 Debuncher 腔后的动量分散 $\frac{\Delta p}{p}$ 与 E_0 (腔内最大场强(MV/m))的关系(见表 2).

表 2 散束后动量分散与腔场场强

E_0	28	29	30	31
$\Delta p/p$	5.31%	5.51%	5.71%	5.91%
E_0	32	33	34	35
$\Delta p/p$	6.11%	6.31%	6.50%	6.70%
E_0	36	37	38	39
$\Delta p/p$	6.90%	7.11%	7.31%	7.51%

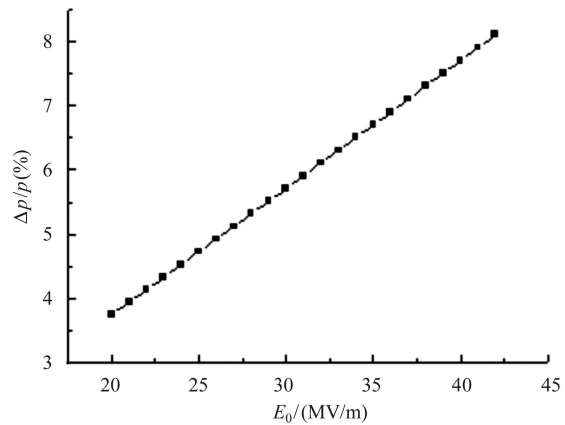


图 2 散束后动量分散与腔场场强关系曲线

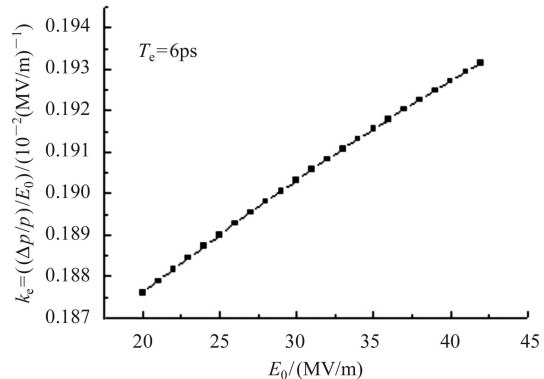


图 3 图 2 中曲线的斜率与腔场场强关系曲线

从图 2 和图 3 给出的曲线可以看出: 虽然在 T_e 不变时, $\Delta p/p \sim E_0$ 并不完全满足线性关系, 但是在 E_0 变化不大时, 可以认为 $\Delta p/p$ 和 E_0 之间满足线性关系 $\Delta p/p = k_e E_0$; 根据前面的分析也可知, 在 E_0 不变而

T_e 又很小(ps量级)时, $\Delta p/p$ 与脉宽 T_e 之间也可以用线性关系 $\Delta p/p = k_t T_e$ 来表示.

分析表 2 的数据可以得到: 在腔内电场振幅为 $E_0 = 30(\text{MV}/\text{m})$, 脉冲宽度 T_e 在 6ps 附近有

$$k_t = 9.516E - 3(\text{ps})^{-1},$$

在 $T_e = 6\text{ps}$, 电场振幅 E_0 在 $30\text{MV}/\text{m}$ 附近时, 有

$$k_e = 1.906E - 3(\text{MV}/\text{m})^{-1}.$$

3.2 分析磁铁模型的建立以及自由漂移段的长度确定

1) 磁场强度以及电子中心轨道半径

$$B\rho = \frac{\sqrt{w(w+2\varepsilon_0)}}{300e}, \quad (14)$$

ρ , B 单位为 m, T; $w = 0.3\text{MeV}$. 考虑到方便磁铁加工、测量等因素, 确定取值为

$$B = 102 \times 10^{-4}\text{T}, \quad \rho = 205.8\text{mm}.$$

2) 自由空间段长度 a , b 及磁场有效偏转角度 θ : 取 $m_{12} = 0$, 由(9)得到不同 θ 下的 $m_{13}(a, \theta) \sim a$, $b(a, \theta) \sim a$ 曲线(见图 4). 经过比较, 发现取 $\theta = 70^\circ$ 能较好满足优化条件:

$m_{13} > 500$, $a, b > 160\text{mm}$ 也不能太大. 取 $a = 180\text{mm}$, $b = 532.6\text{mm}$ 时, 有:

$$m_{11} = -2.09, \quad m_{12} = -0.013, \quad m_{13} = 636\text{mm}.$$

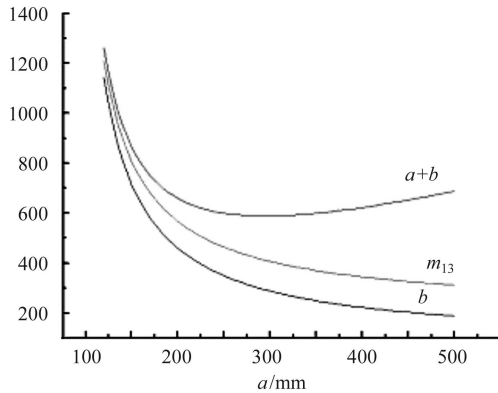


图 4 70° 二极磁铁下的 $b \sim a$, $m_{13} \sim a$ 曲线

3.3 T_e 的计算以及误差分析

3.3.1 脉冲横向展宽 x 与时间宽度 T_e

由 3.1 的讨论结果, 将式(11), (12)修正为

$$x \approx m_{11}x_0 + m_{13}k_t T_e (\text{mm}), \quad (15)$$

$$T_e \approx (x - m_{11}x_0)/(m_{13}k_t). \quad (16)$$

3.3.2 误差分析

在测量系统中, 主要有下列不稳定来源:

(1) 微波功率 ($\Delta p/p$) 不稳定, 引起散束后的脉冲动量分散变化:

$$\Delta\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_1 = k_e \Delta E_0 = k_e \frac{1}{2} E_0 \left(\frac{\Delta p}{p}\right). \quad (17)$$

(2) 腔内电场相位不稳定 $\Delta\varphi$, 也会引起散束后脉冲动量分散的变化: 相位变化 $\Delta\varphi$ 可以由 $\Delta T_e = \frac{\Delta\varphi}{\omega}$ 等效转换为脉冲宽度变化 ΔT_e , 有:

$$\Delta\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_2 = k_t \Delta T_e = k_t \Delta\varphi / \omega. \quad (18)$$

(3) 磁铁激励电流的不稳定 $\Delta I/I$, 引起电子中心轨道 ρ 的变化:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\Delta I}{I}. \quad (19)$$

(4) 系统误差:

$$\Delta x = |\Delta m_{11}|x_0 + |\Delta m_{13}| \frac{\Delta p}{p} + m_{13} \left[\Delta\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_1 + \Delta\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_2 \right], \quad (20)$$

其中

$$\Delta m_{11} = -\frac{b \sin(\theta)}{\rho} \frac{\Delta I}{I},$$

$$\Delta m_{13} = -\rho [1 - \cos(\theta)] \frac{\Delta I}{I}.$$

在现有实验条件下, 能够保证: $\Delta\varphi \sim \pm 1^\circ$, $\Delta p/p \sim \pm 1\%$, $\Delta I/I \sim \pm 1\%$; 将 3.1、3.2 的分析结果代入式(20)有:

$$\Delta x = 0.024x_0 + 1.35k_t T_e + 6.07, \quad (21)$$

其中 $k_t = 9.516 \times 10^{-3}\text{ps}^{-1}$. 将(21)式代入 $x = m_{11}x_0 + m_{13}k_t T_e \pm \Delta x(\text{mm})$ 中 ($m_{11} = -2.09, m_{13} = 636$), 得

$$x = -2.09x_0 + 6.052T_e \pm 6.052(4 \times 10^{-3}x_0 + 2.13 \times 10^{-3}T_e + 1.003). \quad (22)$$

从式(22)看出, 在所建的模型中, 测量系统的最小分辨约为 2ps; 且误差主要由腔内电场相位不稳定引起, 因此提高功率的相位稳定性是改善测量系统性能的关键.

4 结论

我们从基本原理、数值模型上讨论了本测量方法的可行性、可信性. 从上述分析来看, 不需要太多经

费和进口昂贵的测量仪器就可实现对皮秒量级电子脉冲长度的测量. 根据上述原理, 设计了散束腔, 二极分

析磁铁以及相关设备, 并利用已有的 s 波段微波功率源开展进一步的研究.

参考文献(References)

- 1 PEI Yuan-Ji. The Simulation and Analysis of Secondary Emission Microwave Electron Gun. Proceedings of the Second Asian Particle Accelerator Conference. 562
- 2 Srinivasan-Rao T. Novel Single Shot Scheme to Measure Sub Millimeter Electron Bunch Lengths Using Electro-optic Technique. Physical Review Special Topic-Accelerators And Beams, 2002, 5: 042801
- 3 Valdmanis J A, Mourou G. Subpicosecond Electrooptic Sampling: Principles and Applications. IEEE Journal of Quantum Electroics, 1986, QE-22(1): 69—78
- 4 Lumpkin A H, Yang B X, Berg W J. Utilization of CTR to Measurement the Evolution of Electron-Beam Microbunching in a SASE FEL. Proceedings of FEL 2000 and NIMA
- 5 Lumpkin A H, Sereno N S, Rule D W. First Measurement of Subpicosecond Beam Structure by Autocorrelation of CDR. Proceedings of FEL 2000 and NIMA

A Method for Measurement of the Length of the Order of Pico-second Electron Bunch^{*}

WANG Rong¹⁾ PEI Yuan-Ji XIE Ai-Gen SUN Hong-Bing

(University of Science and Technology of China National Synchrotron Radiation Laboratory, Hefei 230029, China)

Abstract A new method is proposed for measurement of the length of pico-second electron bunch. For an electron bunch from MPG(Micro Pulse Gun), a numerical model using computing codes such as MAFIA has been constructed. And according to our own experimental condition, the model is discussed and its resolution is about 2ps. It is proved that the method is feasible for the measurement of the length of pico-second electron bunch.

Key words length of electron bunch, order of pico-second, de-bunch, transmission matrix