

渡越辐射在强流电子束诊断中的应用

杨国君^{1,2;1)} 张卓² 陈思富² 刘承俊² 林郁正¹

1 (清华大学 工程物理系 北京 100084)

2 (中国工程物理研究院 流体物理研究所 绵阳 621900)

摘要 文中描述了渡越辐射用于束流诊断的理论依据,介绍了利用渡越辐射对 18MeV, 2.7kA 的强流脉冲电子束进行诊断的实验方案,介绍了在强流束测量中遇到的困难和解决方法. 实验中获得了渡越辐射的特征图案,并对特征图案进行了分析,得到了测量时应该使用偏振片的结论. 据此,利用渡越辐射测量了强流脉冲束的剖面、能量、发散角. 并采用渡越辐射与切伦科夫辐射相结合的方法,用切伦科夫辐射测量束剖面,用渡越辐射测量能量和发散角,在同一次实验中获得了强流脉冲束的归一化发射度.

关键词 光学渡越辐射 切伦科夫辐射 束流诊断 直线感应加速器 发射度

1 引言

渡越辐射的存在是 1946 年 Ginzburg 从理论上预言的^[1],从 1975 年开始被用于束流诊断^[2],近十多年来尤其受到关注. 作为一种束流诊断工具,它具有空间分辨率高、时间响应快、多参数同时测量、对束流影响小、装置简单等许多优点,能够测量束剖面、发散角、发射度、能量、束流的宏脉冲长度和微脉冲长度等多个束流参数,因此在国外加速器领域得到了比较广泛的应用.

国内对渡越辐射的研究相对比较少,而且不全面,公开报道的文献集中在弱流加速器束剖面的测量^[3,4],未见利用渡越辐射的特征图案测量束流发射度的报道.

在强流直线感应加速器上开展渡越辐射的研究时,由于流强很强,达到几 kA,遇到了许多困难,这些问题不仅对实验结果产生严重的干扰,而且影响实验的正常进行.

本文利用光学渡越辐射,并结合切伦科夫辐射,测量了强流脉冲电子束的多个参数,包括束剖面,发散角,能量和发射度.

2 渡越辐射用于束流诊断的原理

当匀速运动的带电粒子通过不同介质界面或者时变介质时,其库仑场会改变,在库仑场重建的过程中,一部分能量辐射出来,这种辐射被称为渡越辐射(Transition Radiation,简称 TR),位于可见光波段的渡越辐射被称为光学渡越辐射(Optical Transition Radiation,简称 OTR).

考虑如图 1(a)所示的情形,粒子与 z 轴成 ψ 角从介质射入真空. 定义入射平面为粒子速度 v 和 z 轴所成的平面,观测平面为辐射波矢 n 和 z 轴所成的平面. 从图 1(b)可见,观测位置处的辐射由 3 部分组成:真空中产生后就直接沿 n_2 方向传播的辐射;介质内部产生后沿 n_1 方向传播,经折射后沿 n_2 方向传播的辐射;真空中产生后沿 n_3 方向传播,经反射后沿 n_2 方向传播的辐射. 这里 n_2 就是图 1(a)中的波矢 n .

把辐射分为平行和垂直观测平面两部分. 记介质相对介电常数为 ϵ_r ,则平行于观测平面和垂直于观测平面的辐射强度均由 3 部分叠加而成,表达式如下^[2]:

2004-07-02 收稿

1) E-mail: ygj00@mails.tsinghua.edu.cn

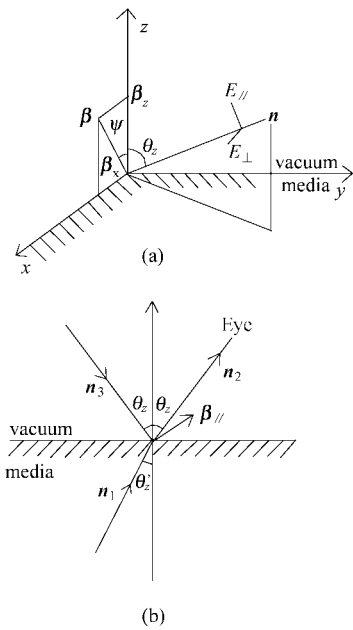


图 1 (a)所用符号;(b)各矢量在观测平面上的投影

$$I_{//} = \left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{//} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \times \left| \frac{\beta_{//} \times n_2}{1 - \beta \cdot n_2} + r_{//} \frac{\beta_{//} \times n_3}{1 - \beta \cdot n_3} - \frac{t_{//}}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{\beta_{//} \times n_1}{1 - \beta \cdot n_1 \sqrt{\epsilon_r}} \right|^2, \quad (1)$$

$$I_{\perp} = \left(\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} \right)_{\perp} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \cdot \beta_{\perp}^2 \cdot \left| \frac{1}{1 - \beta \cdot n_2} + r_{\perp} \frac{1}{1 - \beta \cdot n_3} - \frac{t_{\perp}}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{1}{1 - \beta \cdot n_1 \sqrt{\epsilon_r}} \right|^2. \quad (2)$$

在(1),(2)式中, 4 个菲涅耳系数的表达式分别为

$$r_{//} = \frac{\epsilon_r \cos \theta_z - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_z}}{\epsilon_r \cos \theta_z + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_z}}, r_{\perp} = \frac{\cos \theta_z - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_z}}{\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_z}},$$

$$t_{//} = \frac{2\epsilon_r \cos \theta_z}{\epsilon_r \cos \theta_z + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_z}}, t_{\perp} = \frac{2\sqrt{\epsilon_r} \cos \theta_z}{\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta_z}}.$$

带电粒子多为高能粒子 ($\gamma \gg 10$), 当粒子从真空向介质入射时(即图 1(a)中 β 反向), 考虑此时的近似. 如果观测位置处于粒子速度在界面上的反射方向附近时(图 1(b)中, 这时 $\beta_{//}$ 矢量靠近 n_3 矢量), (1),(2)式绝对值号中第 2 项的分母接近 0, 因而可以忽略第 1 项和第 3 项, 得到

$$I_{//} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \cdot \left| r_{//} \frac{\beta_{//} \times n_3}{1 - \beta \cdot n_3} \right|^2, I_{\perp} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \cdot \beta_{\perp}^2 \cdot \left| r_{\perp} \frac{1}{1 - \beta \cdot n_3} \right|^2. \quad (3)$$

辐射总强度为

$$I = I_{//} + I_{\perp} = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \left(|r_{//}|^2 \left| \frac{\beta \times n_3}{1 - \beta \cdot n_3} \right|^2 + \frac{\beta_{\perp}^2 (|r_{\perp}|^2 - |r_{//}|^2)}{|1 - \beta \cdot n_3|^2} \right). \quad (4)$$

因此, 粒子从真空向介质入射时候, 真空中渡越辐射的主方向为粒子速度在界面上的反射方向.

对于金属介质, 相对介电常数很大, 这样就有 $r_{//} \approx 1, r_{\perp} \approx -1$, 因此(4)式可以进一步简化为

$$I = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta}{16\pi^3 \epsilon_0 c (1 - \beta \cos \theta)^2}, \quad (5)$$

对(5)式求极值可知, 在 $\theta = 1/\gamma$ 时, I 取极大值.

通过类似的讨论可知, 粒子从介质向真空入射时, 真空中渡越辐射的主方向就是粒子运动方向, 辐射强度表达式也可以简化为(5)式.

因此, 渡越辐射的发光如图 2(a)所示. 其角分布很独特, 具有双峰形状, 如图 2(b)所示.

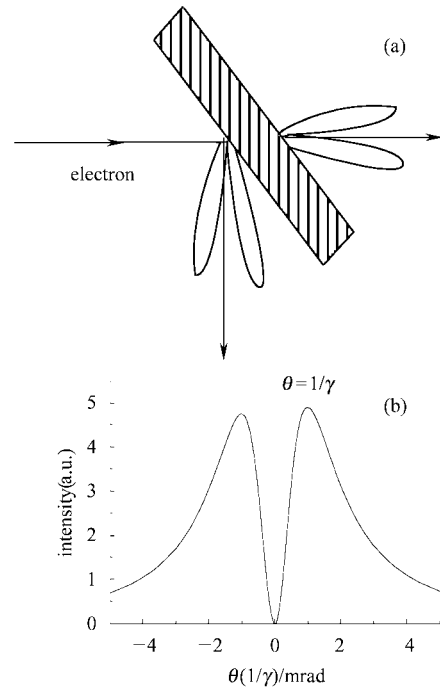


图 2 (a)TR 发光示意图;(b)TR 角分布示意图

从(3)式可知, 如果观测位置处于粒子速度在界面上的反射方向上, 观测平面上的渡越辐射只有平行于观测平面的偏振分量. 对(3)式进一步讨论可知, 渡越辐射具有“径向”偏振的特性, 即渡越辐射的偏振方向平行于主方向与渡越辐射波矢形成的平面.

由于束流具有发散角, 各个粒子的渡越辐射主方向略有不同, 这就造成了渡越辐射双峰形状的

模糊。

束流发散角的分布符合高斯分布,这在已经进行的切伦科夫双成像法实验中获得了验证. 因此,可以利用蒙特卡罗抽样,计算出束流情况下渡越辐射的角分布. 图3是电子能量为20MeV时,不同均方根发散角情况下渡越辐射平行分量的角分布情况.

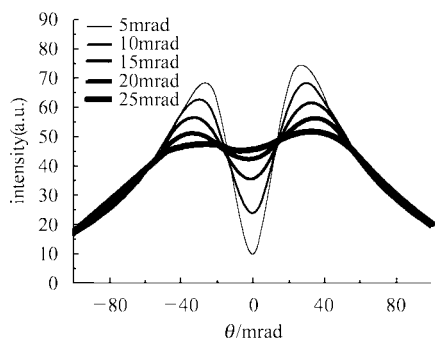


图3 TR角分布随均方根发散角的变化

从图3可以看出,随着发散角的增大,双峰分布逐渐变平. 如果知道了双峰的形状,采用曲线拟合的方式就可以反推出束流的均方根发散角,同时能够得到束流的平均能量.

文献[5,6]指出,电子束能量为20MeV时,发散角和能量的测量精度分别约为1mrad和0.25MeV.

测量的光路示意图如图4所示.

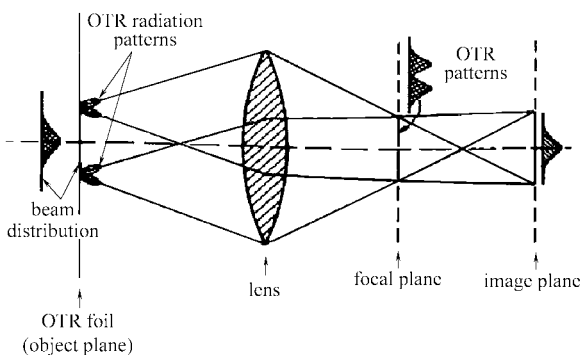


图4 渡越辐射光成像系统原理图

电子打在渡越辐射转换靶上,产生渡越辐射. 通过一片凸透镜后,不同位置的光会被会聚在像平面的不同位置上,而不同方向的光会被会聚在焦平面的不同位置上. 这样,就可以从像平面上得到束剖面图像,在焦平面得到渡越辐射的空间角分布图案. 实际测量中,焦平面的测量必然影响像平面测量的光路,故两者不能同时进行.

束流的归一化边发射度的表达式为(6)式:

$$\epsilon_n = 4\beta\gamma \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (6)$$

其中“ $\langle \rangle$ ”表示对粒子的分布函数求平均, β 与 γ 为相对论因子, x 与 x' 分别为 x 方向的坐标和发散角. 轴对称束在束腰处可以简化为(7)式:

$$\epsilon_n = 4\beta\gamma x_{rms} x'_{rms} \quad (7)$$

因此如果在束腰处测量,在得到束剖面 and 发散角之后,就可以得到发射度.

3 强流脉冲电子束诊断

本实验在直线感应加速器上进行,电子束流强度约2.7kA,能量约18MeV. 辐射转换靶是厚度为0.5mm的石英玻璃. 石英玻璃一面镀铝,利用铝层产生OTR光;另一面打毛,用于散射石英玻璃内部产生的切伦科夫辐射(Cerenkov Radiation,简称CR),以便垂直于束流观察束剖面.

3.1 实验布局

根据图4的光路原理,实验中用OTR方法测量束能量和发散角的布局如图5下方所示. 辐射转换靶与束线成45°角. 电子束打在靶上后,在垂直于束线方向产生OTR光. OTR光经过一片焦距为200mm的凸透镜之后,在焦平面形成空间角分布图案,在此处放置一块毛玻璃,通过毛玻璃的散射把这个图案变成实像. CCD成像系统拍摄毛玻璃处的图像. CCD产生的标准视频信号经电缆传输到计算机的图像采集卡.

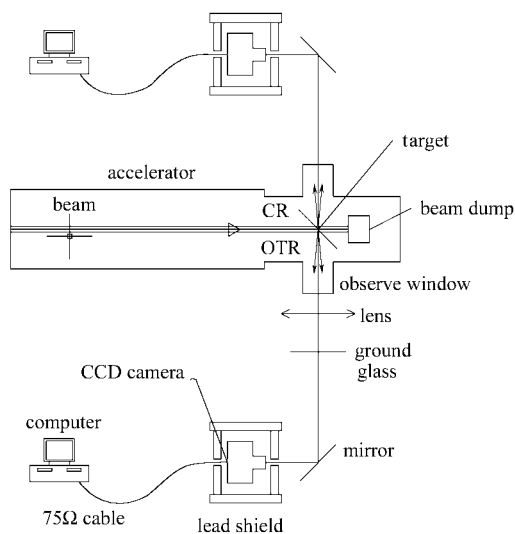


图5 测量束能量和发散角实验布局

这里采用了敏通 MS-2821C 型工业黑白 CCD 摄像机,它对光强的响应近似为线性^[7],因此采集到图像的亮度可以直接代表光的强度。

在用 OTR 方法测量束剖面时,仅对图 5 下方的布局略加变动。去掉了透镜和毛玻璃,通过调整镜头的焦距,CCD 成像系统直接拍摄辐射转换靶处的图像。

实验中在采用 OTR 方法测量能量和发散角的同时,用另一套测量系统(基本上和用 OTR 测束剖面的装置相同)观测石英玻璃打毛面的 CR,如图 5 上方所示。这样同时获得了束剖面的信息。

3.2 实验中遇到的问题及解决方法

由于电子束流强达到 2.7kA,实验中遇到了许多严重影响实验的问题,主要有以下 4 个方面的困难:1. 转换靶的镀膜层容易被烧穿;2. 可见光背景很强;3. X 射线在图像上产生很强的噪声,甚至能完全淹没有用信息;4. 实验现场 X 射线和电磁干扰严重影响接收系统的正常工作。

经过反复试验,在采取一定措施以后,几个问题均得到了较好的解决。

为了避免镀膜层的破坏,实验中采取了两个方面的措施。一方面使镀膜层的厚度尽量小,以减小能量沉积;另一方面增加束流的输运半径。采取措施以后,镀膜层破坏的情况没有再发生。

可见光背景的主要部分是电子在石英玻璃内部产生的 CR,以及前向 TR,经过测量靶室内壁多次反射形成的。另外还有电子碰壁发光以及实验现场大厅闪光等。采取主要措施是对测量靶室内壁进行了发黑处理,加上其他手段,使可见光背景降低到可以接受的水平。

为屏蔽 X 射线背景,加工了铅屏蔽盒,只开了两个必要的孔:正前方的观测孔和正后方的测试线孔。由于光学反射镜可以反射可见光而透过 X 射线,在光路中加入了反射镜。这样,实验图像上 X 射线背景得到了明显的抑制。

目前对 X 射线干扰的解决办法就是前面提到的铅屏蔽盒,对电磁干扰的解决办法时用金属罩对 CCD 相机进行屏蔽。采取措施以后,干扰的几率比原来降低了很多。但是由于屏蔽盒必须开孔,这样就不能完全屏蔽 X 射线,而实验现场存在各种电压信号,高的可以达到几百 kV,一般的电磁屏蔽措施很难达到满意的效果。因此屏蔽措施有待进一步改进。

除了上述严重影响实验的问题,实验中还遇到

了其他一些问题。

经理论分析可知,靶的平面性越好,渡越辐射的光子产额越高。一般 OTR 方法采用的转换靶均为几 μm 的镀铝有机薄膜,这样靶对束流的影响小,可以做到在线实时测量。开始实验时采用了麦拉薄膜,由于靶面积较大,靶面很难做到很平。实验发现这时光子产额很低。

采用石英玻璃镀铝的方案克服这个问题,石英玻璃的另外一个好处就是可以利用 CR 同时测量束剖面。因此,实验中最后采用了镀铝石英玻璃作为辐射转换靶。

采用镀铝石英玻璃后遇到了石英玻璃边缘发光的现象,如图 6(a)所示。

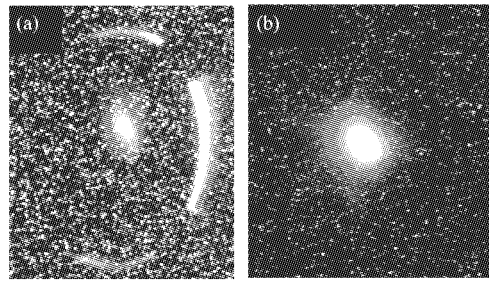


图 6 束剖面图像

(a)未遮挡石英玻璃边缘;(b)遮挡石英玻璃边缘

经分析,这种现象是由于电子束在石英玻璃内部产生的 CR 在玻璃内表面全反射到达玻璃边缘而产生的。由于 CR 的光子产额比 OTR 大得多,边缘的光比束剖面图像还强。由于其位置和 OTR 是分离的,这种边缘发光现象对剖面测量影响不大。但是,在测量发散角时,由于其角分布和 OTR 不一样,强度又很大,因而会严重影响测量结果。图 6(b)是把玻璃边缘挡住后的束剖面图像,边缘发光现象被屏蔽了。

实验中测量得到的 OTR 角分布图案如图 7 所示,其中(a)未加偏振片,(b)在 CCD 镜头前面使用了偏振片,其他实验条件基本相同。

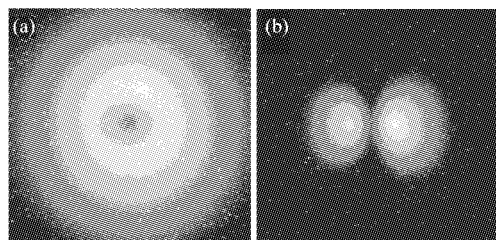


图 7 OTR 角分布图案

(a)未加偏振;(b)使用偏振

图 7 是焦平面图案, 每一个位置都代表 OTR 发光的一个空间角度. 图 7(a) 中间具有凹坑, 表示某个方向的光线光强较弱, 而圆环亮斑表示与该方向成一定角度的光线光强最大. 根据前面的分析, OTR 发光时, 与主方向成 $1/\gamma$ 角度的光线具有最大光强, 图 7(a) 正好表明了这一点. 同时, OTR 具有“径向偏振”的特性, 加水平偏振之后, 垂直方向偏振的光被过滤了, 得到了图 7(b) 的图案.

可见, 这两幅图符合 OTR 空间角分布的特征, 因此可以确认实验观察到的光的确是渡越辐射.

图 8 是图 7 中两个角分布图案分别对应的角分布曲线.

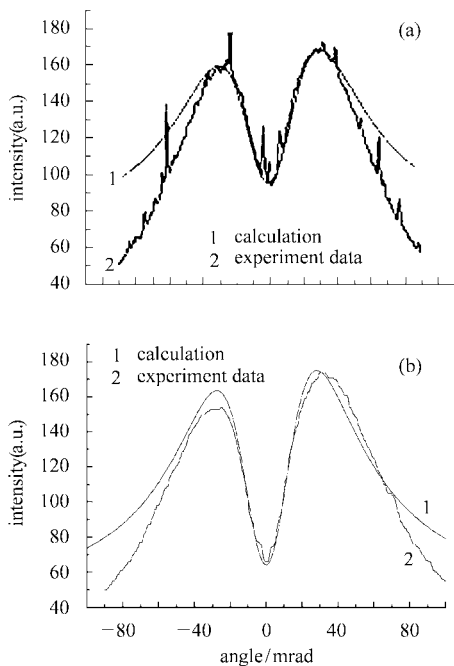


图 8 与图 7(a), (b) 分别对应的角分布曲线

图 8 中实验曲线和计算曲线在中心符合较好, 在边缘处实验曲线比计算曲线下落得更快, 这是由于光路的接收角有限造成的. 另外 (b) 图中实验曲线的左峰比计算曲线低, 这是实验时 CCD 相机前面的光路准直孔未调节好引起的.

图 8(a) 计算曲线的条件是能量 18.4 MeV, 均方根发散角 8.6 mrad; 图 8(b) 计算曲线的条件是能量 18.2 MeV, 均方根发散角为 6.1 mrad. 可以发现, 测得的能量在误差范围内基本相同, 但均方根发散角的差别比较大. 多次实验得到的结果都类似.

经分析, 加了偏振片以后测得的数据更接近真实值. 这是由于束流情况下, 存在偏振方向垂直于主观测平面的渡越辐射分量, 这会使渡越辐射角分布图案

的双峰形状变平, 从而使测得的发散角数据偏大.

3.3 实验结果及分析

在解决上述问题以后, 实验中采用 OTR 方法测量得到的一幅束剖面图像如图 9(a) 所示.

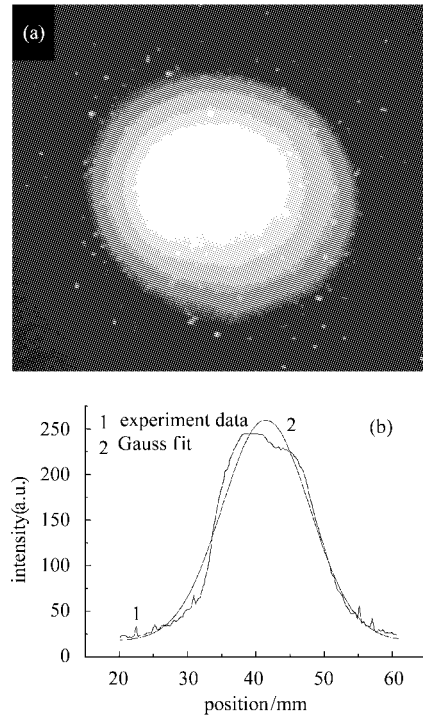


图 9 (a) OTR 方法测得的束剖面; (b) 相应的强度曲线和高斯拟合曲线

图 9(b) 是垂直方向的强度分布及其高斯拟合曲线. 由高斯拟合曲线, 得到该次实验时, 转换靶处束流的均方根半径为 6.40 mm.

为了获得发射度数据, 根据 (7) 式, 应该在束腰处测量束半径和发散角. 同时, 为了在同一次实验中得到结果, 采用了 OTR 与 CR 相结合的方法, 即利用石英玻璃镀膜面的 OTR 测量能量与发散角, 打毛面的 CR 测量束剖面.

实验中利用 CR 测量了不同运输磁场下的束剖面图像. 图 10(a) 是束半径最小时的束剖面图像, 此时束流在测量位置具有束腰. 从图 10(b) 的高斯拟合, 得到该次实验转换靶处束流的均方根半径为 5.22 mm.

在同一次实验中, 采用 OTR 方法测量了能量和发散角. 渡越辐射的角分布图案如图 11(a) 所示, 这里使用了偏振片. 图 11(b) 中计算曲线的条件为能量 18.30 MeV, 均方根发散角为 5.4 mrad.

因此, 用 OTR 方法测量得到该次实验转换靶处

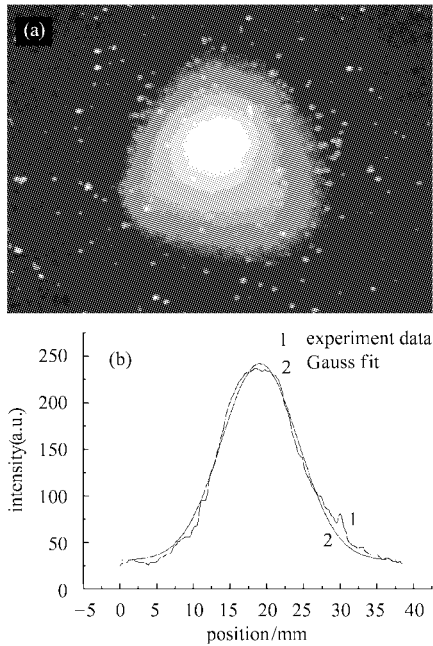


图 10 (a)CR 方法测量的束剖面图像;
(b)相应的强度分布曲线及高斯拟合曲线

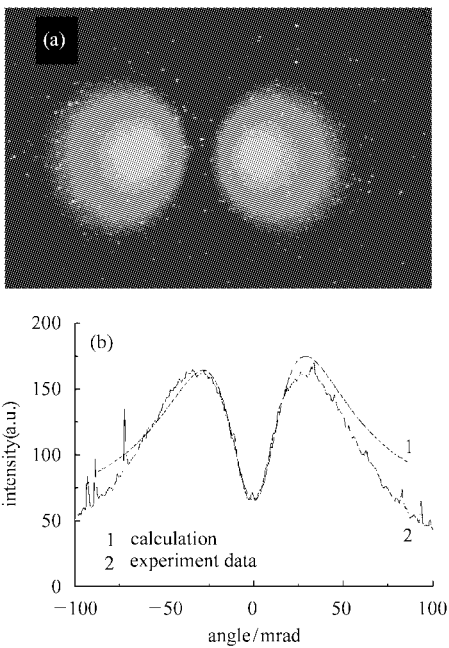


图 11 (a)OTR 角分布图案;
(b)相应的角分布曲线及计算曲线

束流的均方根发散角为 5.4mrad, 能量为 18.30MeV.

由于已经把束流调节到束腰, 根据(7)式, 可以利用测得的数据计算束流的发射度. 计算中要注意的是图 10 给出的是 r_{rms} , 而(7)式中出现的是 x_{rms} , 要根据轴对称束坐标投影关系 $x_{rms} = r_{rms}/\sqrt{2}$ 进行转

换. 计算得到束流归一化边发射度的数值为 $2935\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$.

实验的误差来源包括背景光的影响、CR 光斑对束剖面的影响、透镜的像差、透镜的色散效应、透镜焦距的误差、透镜在焦平面成像的小角近似、实验结果的尺寸标定、模拟计算的误差等. 另外, 测量位置可能偏离束腰, 这会使测得的结果偏大.

该次实验加速器能量刻度系统给出的束流能量为 18.50MeV. 采用磁分析器测量了束流的能量(不是与 OTR 方法同时进行的), 测量值约为 18.40MeV. OTR 方法测得的能量值 18.30MeV 和这两个结果都比较接近, 也基本符合文献[6]的结论, 即电子束能量为 20MeV 左右时, 能量测量精度约为 0.25MeV.

根据加速器的设计参数和目前已经达到的指标, 可以估计归一化边发射度大致为 $2500\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. 采用修正三梯度方法测量了时间分辨的归一化边发射度, 得到束脉冲中心附近的测量值为 $2060\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$. 这样上面测得的发射度数据偏大.

OTR 加 CR 方法测量得到的发射度是束流整个脉宽范围内的积分发射度. 束流脉宽约 100ns, 脉冲前后沿的束流处于振荡状态, 其发射度很大; 脉冲中间部分的束流状态也会有较小的变化, 例如束位置有漂移, 会造成积分束剖面增加. 故可以预计积分的发射度会比时间分辨的发射度大. 另外, 发射度是一个比较抽象的物理量, 目前各大加速器采用的测量手段都有较大的误差. 因此, 上述测量偏差是可以接受的.

实验中成像系统使用的是普通的 CCD 相机, 这样只能得到束流的积分信息. 在下一步的工作中希望能使用高速相机测得时间分辨的结果, 并与修正三梯度方法测量得到的时间分辨发射度进行比较.

4 总结

本文研究了光学渡越辐射在强流脉冲电子束诊断中的应用. 实验中获得了光学渡越辐射的特征图案. 采用光学渡越辐射方法, 测量了强流脉冲电子束的剖面、能量和发散角, 并结合切伦科夫辐射方法, 测量了发射度. 实验结果表明, 光学渡越辐射方法是强流脉冲电子束诊断的一种有效的手段.

感谢中物院应用电子学研究所 30MeV 实验组和流体物理研究所 20MeV 实验组的大力协助.

参考文献 (References)

- 1 Ginzburg V L, Frank I M, Sov. Phys. JETP, 1946, **16**: 15
- 2 Wartski L, Roland S, Lasalle J et al. J. Appl. Phys., 1976, **46**: 3644
- 3 JIN X. Research of Applying Optical Transition Radiation on Beam Diagnostics. Thesis of Master's Degree, CAEP, 1997(in Chinese)
(金晓. 穿越辐射光在束流诊断中的应用研究. 中国工程物理研究院硕士学位论文, 1997)
- 4 ZHANG Y K. Preliminary Research of Real Time Energy Spectrum Analysis Based on Optical Transition Radiation. Thesis of Master's Degree, Tsinghua University, 1999(in Chinese)
- 5 Merle E, Mouillet M, Pierret O et al. Efforts to Improve Intense Linear Induction Accelerator (LIA) Sources for Flash Radiography, Linac.2002
- 6 Vermare C, Doir D C, Seitz G J. Optical Transition Radiation (OTR) Measurements of an Intense Pulsed Electron Beam, XX International Linac Conference. Monterey, California, USA, 2000. 187—189
- 7 WANG Q Y, SUN X Z. Application Technology of CCD. Tianjin: Press of Tianjin University, 1993 (in Chinese)
(王庆有, 孙学珠. CCD 应用技术. 天津: 天津大学出版社, 1993)

Research of Transition Radiation on Intense Electron Beam Diagnostics

YANG Guo-Jun^{1,2;1)} ZHANG Zhuo² CHEN Si-Fu² LIU Cheng-Jun² LIN Yu-Zheng¹

¹ (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

² (Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract In this paper, the theoretical background of OTR (abbreviation for Optical Transition Radiation) is stated, the principle of applying OTR to beam diagnostics is described, the schemes of experiments on an electron beam of 18MeV, 2.7kA are presented. In intense electron beam diagnostics, there are many difficulties, such as target destruction, X-ray noise, electromagnetic disturbance, and so on. After overcoming these difficulties, the characteristic pattern of OTR with and without polarizing glass are both obtained. The conclusion that polarizing glass should be used in beam diagnostics is deduced after analyzing the difference between the tow patterns. With OTR method, the beam profile, energy, divergence are measured. OTR and Cerenkov radiation are used simultaneously to measure the normalized beam emittance. In this experiment, OTR is used to measure the energy and divergence, and Cerenkov radiation is used to measure the profile.

Key words optical transition radiation, Cerenkov radiation, beam diagnostics, linear induction accelerator, emittance