

# 磁压缩器中相干同步辐射对束团品质的影响\*

向导<sup>1)</sup> 黄文会 何小中

(清华大学工程物理系 北京 100084)

**摘要** 在进行束团压缩时,相干同步辐射导致束团能量再分配,这会引入一定类型的非线性,目前普遍认为该非线性会导致束团发射度的急剧增加. 本文通过模拟计算发现该结论只在一定条件下成立,同时还发现相干同步辐射引入固定类型的非线性,在特定参数下,该非线性能在一定程度上抵消束团原有的非线性,最终可能对束团品质有改善作用.

**关键词** 相干同步辐射 磁压缩器 发射度 非线性

## 1 引言

当电子束团做环形运动或发生偏转时,束团会因为同步辐射而损失能量,辐射功率正比于束团的总电子数  $N$ ; 而当辐射光波长大于束团长度时,单个电子的辐射光会发生相干叠加,形成相干同步辐射(coherent synchrotron radiation-CSR),辐射功率将正比于束团内电子总数  $N$  的平方<sup>[1]</sup>. 由于  $N$  一般为  $10^{10}$  量级,辐射功率会急剧增加,同时增加束团的能散和发射度,严重影响束团品质.

由于目前已有加速器的束团大多较长,相干同步辐射效应不明显,因而很长时间里未能引起研究者的广泛关注,有关相干同步辐射的理论和抑制方法发展得还不很完备. 随着新一代的对撞机以及自由电子激光的发展,其高亮度注入器要求电子束团具有较高的电流,较短的长度(几个皮秒)和较小的发射度(几个 mm·mrad). 为了满足这些要求,束团需要经过磁压缩结构(Chicane)进行压缩. 而磁压缩结构中的相干同步辐射导致的发射度增加常常超过可接受的限度<sup>[3,4]</sup>. 因此深入研究相干同步辐射的物理机制以及对束团参数的影响,并且找到实际可行的方法降低发射度的增加自然成为了当前粒子加速器领域的研究热点之一<sup>[2]</sup>.

近年来国际上开始了 CSR 的广泛研究. 对于理想分布的电子束团,国外很多实验室进行了深入的解析研究<sup>[5-8]</sup>; 而对于实际情况,往往只能依赖于数值解法<sup>[9,10]</sup>. 2002 年在德国 DESY 实验室召开的“CSR Workshop 2002”更是将 CSR 的研究推向了高潮.

目前的理论<sup>[2,11,12]</sup>普遍认为,相干同步辐射会导致束团发射度的增加,因此应该对相干同步辐射进行屏蔽. 这是由于粒子作偏转运动时,在轨道的切向除常规空间电荷力以外,束团还会受到非惯性空间电荷力和辐射力的作用,其中束团内不同位置处辐射力大小不等,因此相干同步辐射会造成束团能量对纵向位置的非线性依赖关系,导致横向发射度的增加. 这一理论的前提是束团初始不存在非线性,因此当相干同步辐射引入非线性以后,在动量分散函数不为零的系统里,自然会造成束团的横向偏移,进而导致发射度的增加. 事实上为了得到低发射度和高加速效率,束团进入磁压缩器前的非线性一般比较严重,因此相干同步辐射对束团品质的影响有可能和预期的不同.

由于研究相干同步辐射需要计算电子之间的推迟势,解析求解难度很大,国际上普遍采用数值程序进行有关相干同步辐射的模拟计算,例如 Elegant 可

2003-09-22 收稿,2003-12-02 收修改稿

\* 教育部留学回国人员基金资助

1) E-mail: xiangdao@tsinghua.org.cn

研究一维问题、Trafic4 程序可研究三维及屏蔽问题. 尤其值得指出的是在电荷量不太大的情况下(小于 10nC), Trafic4 程序和实验结果吻合的相当好<sup>[4]</sup>.

清华大学工程物理系正在开展汤姆逊散射光源的相关研究, 其中的关键问题——高亮度电子束的获得是通过光阴极注入器与磁压缩器来实现的. 为此, 我们针对高亮度注入器的物理设计, 对磁压缩器中包含相干同步辐射的动力学问题进行了大量的模拟计算, 全面评估了相干同步辐射对束团品质的影响.

## 2 非线性对束团发射度的影响

### 2.1 加速过程引入的非线性

考虑束团中粒子( $s_i, \delta_i$ ), 其中  $s_i$  为粒子与束团质心的纵向位移,  $\delta_i$  为粒子与质心粒子的相对能量差, 为了在磁压缩器中压缩束团, 其能量与位置的调制关系满足

$$\delta_i = \alpha_1 s_i + \alpha_2 s_i^2 + O(s_i^3), \quad (1)$$

假设束团在加速段入口处能量为  $E_0$ , 总的有效加速电压为  $V$ , 加速相位为  $\varphi$ , 加速场采用余弦形式, 波长为  $\lambda$ , 不考虑电子枪引入的能散, 则在磁压缩器入口(即加速段出口)处有

$$\delta_i = \frac{V[\cos(\varphi - ks_i) - \cos\varphi]}{E_0 + V\cos\varphi}, \quad (2)$$

经过级数展开, 并对比式(1), 有

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{V\sin\varphi}{E_0 + V\cos\varphi} \frac{1}{\lambda} \\ \alpha_2 = \frac{-V\cos\varphi}{E_0 + V\cos\varphi} \frac{1}{2\lambda^2} \end{cases}, \quad (3)$$

其中  $\lambda = \lambda/2\pi$ . 由式(3)可以看到, 加速过程中引入  $\alpha_2 < 0$  的非线性(稳定加速相位  $-\pi/2 < \varphi < 0$ ).

根据束流传输原理, 当束团经过磁压缩器后, 粒子由( $s_i, \delta_i$ )变为( $s_f, \delta_f$ ), 并满足

$$s_f = s_i + R_{56}\delta_i + T_{566}\delta_i^2 + O(\delta_i^3), \quad (4)$$

合理选择磁压缩器参数, 并且对束团进行能量调制, 使束团处于前面能量低, 后面能量高的状态, 这样经过磁压缩器以后, 束团头尾向中心靠拢, 形成束团压缩.

我们研究的磁压缩器为“4-bend”型, 其结构简图如图 1 所示. 其中每个偏转磁铁的长度均为  $L_b$ , 第一个和第二个磁铁之间以及第三个和第四个磁铁之间的漂移节长度均为  $D1$ , 第二个和第三个磁铁之

间的漂移节长度为  $D2$ . 具体参数如表 1 所示.

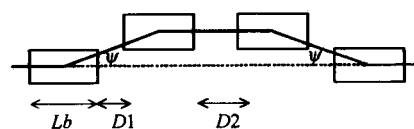


图 1 磁压缩器结构简图

表 1 磁压缩器基本参数

$L_b/cm$	23.9
$D1/cm$	17.4
$D2/cm$	20
$\varphi/(\circ)$	12.5
弯转半径/cm	70
磁场强度/Gauss	2950

### 2.2 相干同步辐射引入的非线性

对于一维束团, 解析求解束团的相干同步辐射是可能的<sup>[6]</sup>, 可以首先研究两个电子之间的相干同步辐射情况, 进而积分求得整个束团的相干同步辐射情况.

对于三维束团, 解析求解难度很大, 国际上一般利用模拟程序进行数值求解. Trafic4(Track and Field of Continuous Charges in Cartesian Coordinates)是 SLAC 的 Andreas Kabel 在德国 DESY 实验室原有程序 wake 基础上修改和扩展而成, 主要用于计算环形轨道上相对论电子束的空间电荷力和相干同步辐射效应<sup>[10]</sup>. 我们主要利用 Trafic4 研究光阴极注入器射出的高亮度电子束在磁压缩器中的相干同步辐射效应及其抑制问题. 该注入器由光阴极电子枪和 4 段 1.5m 的行波加速段组成, 表 2 为 Parmela 程序计算得到的注入器出口(磁压缩器入口)处束团参数.

表 2 磁压缩器入口处束团参数

能量/MeV	62.8
均方根能散(%)	1
纵向均方根长度/mm	0.94
水平方向均方根长度/mm	0.3
垂直方向均方根长度/mm	0.3
水平方向归一化发射度/ mm·mrad	1.5
垂直方向归一化发射度/ mm·mrad	1.5

利用 Trafic4 可以得到束团在经过磁压缩器时, 束团内部不同相对位置处由于相干同步辐射导致的能量改变. 图 2 为束团质心位于 10.2cm 处各相对位置处电子的能量变化率, 束团质心位于其他位置时的能量变化率和此类似. 从图 2 可以看到, 电子位置越接

近质心,相干同步辐射导致的能量损失越大,因此相干同步辐射相当于引入了  $\alpha_2 > 0$  的非线性.

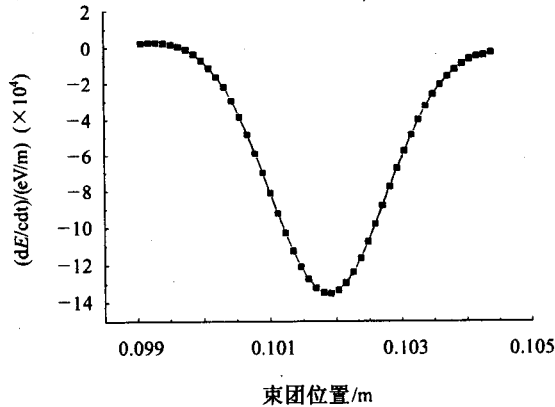


图 2 束团不同部位能量变化率

事实上对一维束团进行解析分析<sup>[6]</sup>,可以得到发生稳态相干同步辐射时束团不同部位处的能量变化率为

$$\left(\frac{dE(s)}{d(ct)}\right)_{\text{CSR}} = -\frac{2Ne^2}{(2\pi)^{1/2}3^{1/3}R^{2/3}\sigma^{4/3}}F\left(\frac{s}{\sigma}\right), \quad (5)$$

式中

$$F\left(\frac{s}{\sigma}\right) = \int_{-\infty}^{s/\sigma} \frac{dx}{(s/\sigma - x)^{1/3}} \frac{d}{dx} e^{-x^2/2}, \quad (6)$$

其中  $\sigma$  为束团均方根长度,  $R$  为偏转半径,  $N$  为束团包含的电子总数,  $s$  为电子相对于束团中心的位移. 式(5)给出的结果和图 2 中的模拟结果吻合的相当好.

如前所述,加速过程中引入  $\alpha_2 < 0$  的非线性,因此相干同步辐射对束团的初始非线性有一定程度的抵消作用. 在特定参数下,相干同步辐射有可能对束团品质起改善作用. 因此相干同步辐射并不一定会造成束团发射度的急剧增加,同时要根据具体情况对相干同步辐射进行屏蔽.

### 2.3 理想线性的模拟计算

对于高亮度注入器,一般要求束团长度约 1ps, 横向归一化发射度控制在几个  $\text{mm}\cdot\text{mrad}$  以内.

选择表 1 中的磁压缩器参数,可以使束团长度压缩为 1ps. 对于理想线性情况,即  $\alpha_2 = 0$ ,不同屏蔽条件下束团经过磁压缩器时的发射度变化情况如图 3 所示. 可以看到,采用平行金属板对相干同步辐射进行屏蔽时<sup>[5]</sup>,平行金属板距离越小,相干同步辐射被抑制的越多,引入的非线性越小,束团最终的发射度也越小. 这 and 传统理论吻合的非常好,因为模拟计算和传统理论有着共同的前提,即束团初始不存

在非线性,那么相干同步辐射会通过增加束团的非线性来引起发射度的增加. 而为了降低发射度,需要对相干同步辐射进行屏蔽.

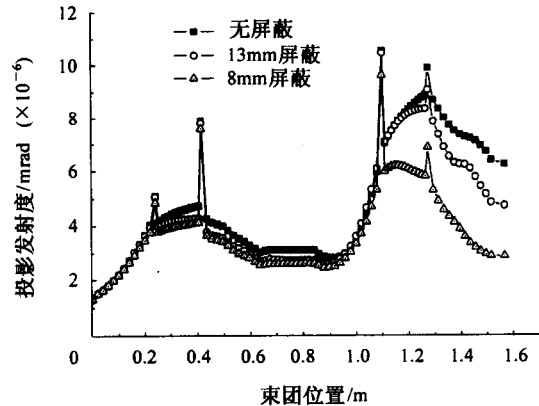


图 3 线性情况的束团横向归一化发射度

### 2.4 实际参数模拟计算

实际上束团不可能是理想线性的,根据 Parmela 的计算结果,束团在注入器加速段中引入的非线性为  $\alpha_1 = -0.22\text{cm}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = -0.18\text{cm}^{-2}$ ,在其他参数相同的情况下,采用不同屏蔽条件,束团经过磁压缩器时的发射度变化情况如图 4 所示. 可以看到,当采用平行金属板进行屏蔽时,束团发射度反而会增大,并且屏蔽越强时,发射度增加也越大.

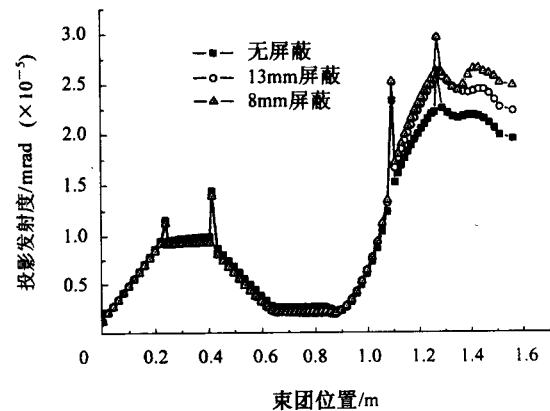


图 4 引进非线性情况的束团横向归一化发射度

由图 2 可以看到,相干同步辐射会引入相当于  $\alpha_2 > 0$  的非线性,这样在纵向相空间中,束团头部(相对质心位移为负)将沿顺时针旋转,并且离质心越远旋转角度越大;束团尾部(相对质心位移为正)将沿逆时针旋转,同样离质心越远旋转角度越大. 因此相干同步辐射在一定程度上抵消了束团初始的非线性,如图 5 中所示,其中直线为理想线性相图. 根据模拟计算的结果,这种抵消只会减弱  $\alpha_2 < 0$  的非线性,而不

会形成新的  $\alpha_2 > 0$  的非线性. 因此相干同步辐射通过改善束团的非线性减弱了其发射度的增加.

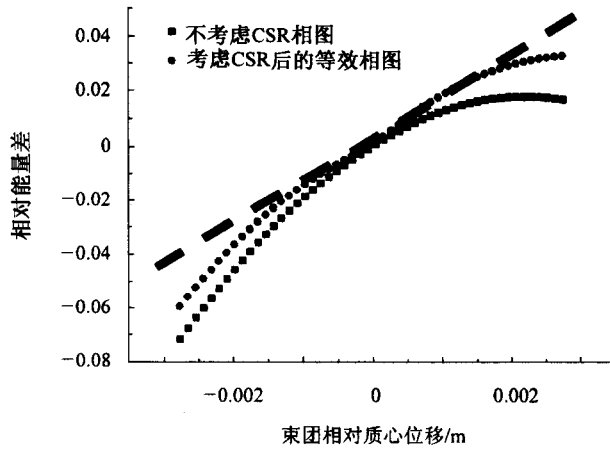


图 5 束团纵向相图

当我们采用平行金属板进行屏蔽时,在减弱相干同步辐射的同时也减弱了这种改善作用;屏蔽的越充分,改善作用则越小. 因此与不屏蔽相比,屏蔽时束团横向发射度的增加反而会更大. 所以要根据具体的束团参数采取相应的屏蔽措施,减小相干同步辐射的影响.

### 2.5 进一步验证

如前所述,相干同步辐射造成  $\alpha_2 > 0$  的非线性在一定程度上能够抵消掉束团初始  $\alpha_2 < 0$  的非线性. 如果束团初始具有  $\alpha_2 > 0$  的非线性,则相干同步辐射必将加重这种非线性,在这种条件下采取屏蔽措施,束团的发射度应该有所减小. 在其他参数相同的情况下,分别取  $\alpha_2 = \pm 0.18 \text{cm}^{-2}$  进行模拟计算,结果如图 6 中所示,与我们的预期吻合.

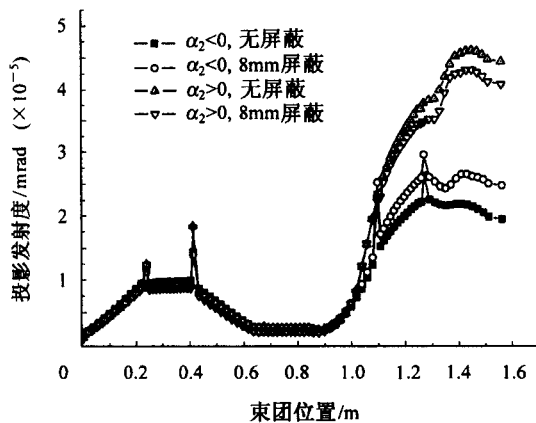


图 6 不同非线性下的屏蔽结果

## 3 Twiss 参数对束团发射度的影响

束团的初始状态和磁压缩器的参数将完全决定束团的运动行为. 前面讨论了束团初始非线性对横向发射度的影响,下面将讨论束团初始相椭圆 Twiss 参数对横向发射度的影响.

图 7(a), (b) 分别为  $\beta_y = 7\text{m}$  和  $\beta_y = 9\text{m}$  的情况下不同  $\alpha_y$  对应的发射度变化情况. 从图中不难发现,发射度对  $\beta$  函数依赖不明显,而对于  $\alpha$  却相当敏感. 在特定的  $\beta$  函数下,存在一个最佳的  $\alpha$ , 束团处于这种初始状态时经过磁压缩器以后能够得到最小的发射度. 因此要提供调节束团相空间分布的手段,以便调节  $\alpha$  至最佳值.

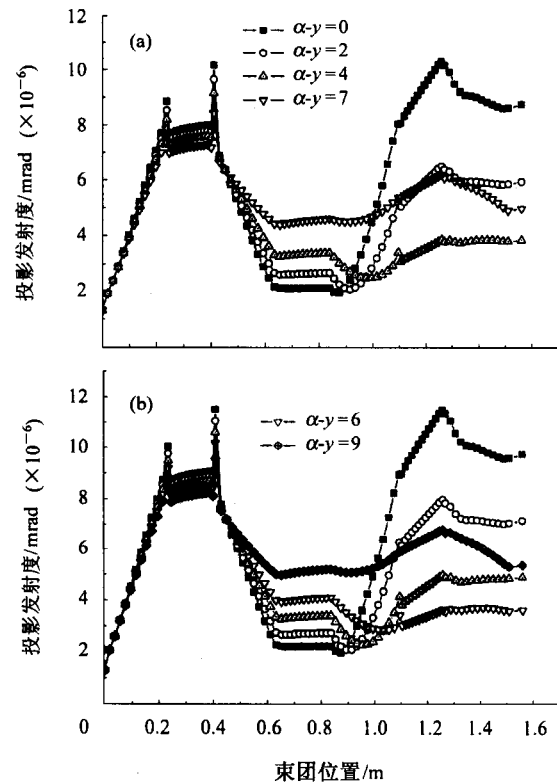


图 7 Twiss 参数对横向发射度的影响

## 4 讨论

一般认为,相干同步辐射会通过束团能量的再分配而引入非线性,这会导致束团发射度的急剧增加,而通过对相干同步辐射进行屏蔽可以减弱该非线性,进而可以使束团品质得到改善.

本文通过系统的模拟计算发现这只有在束团初始非线性不严重(或理想线性)的情况下适用. 同

时,实际束团在加速过程中要引入  $\alpha_2 < 0$  的非线性,而相干同步辐射引入  $\alpha_2 > 0$  的非线性,能够在一定程度上抵消束团原有的非线性,因而有可能改善束团品质.

对比图4和图7,还能发现,相干同步辐射对束团初始非线性的改善是有限度的,因此即使在不屏蔽的条件下束团经过磁压缩器以后的横向发射度仍然难以满足要求.实际有效的降低束团发射度的方法是采用调节 Twiss 参数的方法,以期找到和束团及磁压缩器最匹配的  $\alpha$  值,进而使束团发射度降低

到可接受的限度内.

国际上很多研究单位都积极致力于相干同步辐射的实验工作<sup>[4,13-15]</sup>,实验结果和现有理论能在一定程度上吻合,不过也呈现出一些偏差,这一方面是对现有理论的肯定,另一方面也说明目前理论的不完备性.由于缺乏实验条件,因此本文主要是在现有理论和 Traffic4 程序模拟结果的基础上对相干同步辐射对束团发射度的影响进行了研究.进一步的工作需要开展相干同步辐射的实验研究工作.

## 参考文献 (References)

- 1 Wiedemann H. Particle Accelerator Physics II, Berlin: Springer, 1995, 317—320
- 2 Li R. The Impact of Coherent Synchrotron Radiation on the Beam Transport of Short Bunches. PAC 1999, 1: 118—123
- 3 Braun H et al. CLIC Note, 1999, 389
- 4 Braun H H et al. Phys. Rev. Special Topics, 2000, 3: 124402
- 5 Nodvick J S, Saxon D S. Phys. Rev., 1956, 96: 180—184
- 6 Saldin E L, Schneidmiller E A, Yurkov M V. On the Coherent Radiation of an Electron Bunch Moving in an Arc of a Circle, DESY Print, TESLA-FEL, 1996, 96—14
- 7 Murphy J B, Krinsky S, Gluckstern R L. Part. Accel., 1997, 57: 9
- 8 Kheifets S A, Zotter B. CERN Report No. CERN-SL 1995, 95—43
- (AP)
- 9 Dohlus M, Kabel A, Limberg T. Uncorrelated Emittance Growth in the TTF-FEL Bunch Compression Sections Due to Coherent Synchrotron Radiation and Space Charge Effects, Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference, 1998
- 10 Kabel A. SLAC-PUB-9352, 2002
- 11 Carlsten Bruce E. Phys. Rev., 1996, E56(1): 838—845
- 12 Bruce E. Carlsten, Tor O. Phys. Rev., 1995, E51(2): 1453—1470
- 13 Braun H H et al. Recent Experiments on the Effect of Coherent Synchrotron Radiation on the Electron Beam of CTF II. Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago
- 14 Garr G L et al. Nature, 420: 153—156
- 15 Abo-Bakr M, Feikes J et al. Phys. Rev. Lett., 2002, 88

## Impact of Coherent Synchrotron Radiation on Beam Qualities in a Chicane\*

XIANG Dao<sup>1)</sup> HUANG Wen-Hui HE Xiao-Zhong

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

**Abstract** When the bunch goes through a chicane, the energy will be redistributed within the bunch due to CSR (coherent synchrotron radiation), which would cause nonlinearity. Present theory states that this nonlinearity would add a huge amount to emittance growth. Based on simulation results, this paper would point out that the theory is only valid under an ideal condition that the bunch initially has no nonlinearity and under some given parameters there could be a cancellation between the nonlinearity caused by CSR and the initial nonlinearity. So under these circumstances we can expect CSR to improve the beam quality. This paper provides a brief information about CSR and a full estimation of effects of CSR on beam qualities.

**Key words** coherent synchrotron radiation, chicane, emittance, nonlinearity

Received 22 September 2003, Revised 2 December 2003

\* Supported by China Education Department's Foundation for Returned Scholars

1) E-mail: xiangdao@tsinghua.org.cn