

SSRF波荡器的渡越辐射特性研究

吕述庄 戴志敏 赵小凤

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

摘要 通过解析分析和数值模拟计算,对上海同步辐射装置(SSRF)波荡器U9.0在红外及远红外波段(波长范围 $8\sim 200\mu\text{m}$)的渡越辐射谱通量密度角分布、亮度等特性进行了研究,并探讨了电子束发射度、能量散度及波荡器磁场误差对渡越辐射谱亮度的影响。结果表明,SSRF U9.0的红外及远红外渡越辐射通量密度最高可达 $35\times 10^{13}\text{Photons}/(\text{s}\cdot\text{mrad}^2\cdot\text{BW})$,收集角 $\phi=0.23\text{mrad}$,且通量密度随电子束上的发射度、能散和波荡器磁场误差等的变化很小。

关键词 波荡器,渡越辐射,(远)红外,光强度,能散,发射度,场误差

中图分类号 O463⁺.1, O434.3

目前,同步辐射光源储存环上获取(远)红外辐射光的方法是采用弯转磁铁大角度引出或引出波荡器(Undulators)的大角度(远大于 $1/\gamma$, γ 为电子束能量与电子的静止能量之比)偏轴(Z轴,见图1)辐射光,这两种方法的缺点是都需要大的收集角来收集辐射光,这给光束线设计带来困难,而且相干光的通量低。

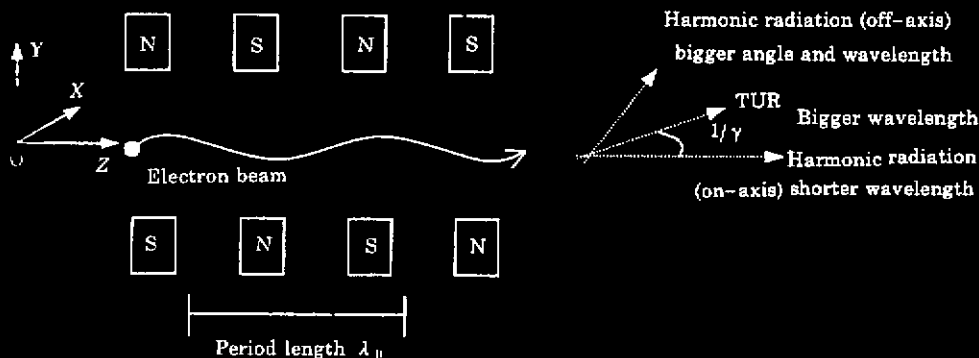


图1 波荡器(永久磁铁型)的辐射图示

Fig.1 The schematic illustration of undulator radiation

最近, Kim发现^[1]波荡器在偏轴角 $1/\gamma$ 附近存在强的长波辐射,辐射光子波长可达数十乃至数百微米。这种辐射来源于电子进入和离开波荡器时,平均纵向速度的改变。它类似于当带电粒子通过两种媒质界面时产生的电磁辐射,因此被称为波荡器的渡越辐射(TUR)。1997年,在Super-Aco储存环上进行的实验^[2]证实了波荡器渡越辐射的存在。这种辐射光的特性是:光子集中在以偏轴角 $1/\gamma$ 为中心的 $3/\gamma$ 左右的锥角内,具有较高的光通量和光亮

度, 光的波长范围可以延伸到远红外波段。对于相对论电子束, γ 是一个非常大的数, 因此可以用很小的收集角来收集辐射光, 这是渡越辐射的突出优点。

SSRF是一台正在建造中的第三代同步辐射光源, 它的波荡器辐射光具有亮度高、能量覆盖范围广等特性, 除了可以获得理想的软、硬X光外, 还可以利用波荡器的渡越辐射特性, 获得理想的红外和远红外辐射光。

本文通过解析计算和数值模拟计算, 研究SSRF波荡器U9.0的红外、远红外渡越辐射谱的特性, 探讨了电子束发射度、能散及波荡器磁场误差对渡越辐射谱亮度的影响, 并将之与弯转磁铁辐射谱及波荡器大角度偏轴辐射谱作了比较。

1 波荡器的渡越辐射

根据经典的电磁辐射理论, 电子束通过波荡器产生的辐射光子的通量密度可以表示为^[3]

$$d^2F/d\Omega^2 = \alpha \cdot (\Delta\omega/\omega) \cdot (I/e) |A(\omega)|^2 \quad (1)$$

$$A(\omega) = (1/2\pi) \int_{-T/2}^{T/2} dt \cdot \{d[(n \times n \times \beta)/k]/dt\} \cdot \exp(i\omega \int_0^t k(t')dt') \quad (2)$$

式中, α 是精细结构常数, $\Delta\omega$ 是辐射光谱的带宽, I 是电流强度, e 是基本电荷, $A(\omega)$ 是电场矢量的振幅, T 是加速度不为零时的时间间隔, n 、 $\beta(t)$ 分别是观测方向和电子的相对速度矢量, $k(t) = 1 - n \cdot \beta(t)$, 用 $\lambda_1(\theta)$ 表示基波波长, θ 是观测方向与轴向的夹角。

在以往的研究中, 忽略了边界项对辐射的贡献, 也就是没有考虑电子在进出波荡器时纵向速度的突变, 大都以轴上的和偏轴的谐波辐射为研究对象, 得到波荡器常规辐射的通量密度公式^[3]

$$d^2F_0/d\Omega^2 = \alpha \cdot (\Delta\omega/\omega) \cdot (I/e) |A_0(\omega)|^2 \quad (3)$$

式中, $A_0(\omega) = (\omega/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} (\phi - \beta_{\perp}) e^{i\omega t(t')} \cdot dt'$, $\beta_{\perp}$ 是电子的横向速度。

实际上, 当辐射的光子频率与基波频率相比很小时, 边界项的贡献是不容忽略的。如果满足条件: $\pi\omega/\omega_1(\theta) < 1$ 时, 考虑边界项的贡献, 电子在进入波荡器前和离开波荡器后的纵向速度都是 $\beta(T/2) = \beta(-T/2) = \beta_0$, 也就是说电子通过波荡器前后无净偏移和角移; 电子在波荡器内部的平均纵向速度近似为 $\beta_{\parallel} = \beta(1 - 1/2 < \beta_{\perp}^2 >)$, 括号 $< >$ 表示取平均值。由此可见, 电子在进出波荡器时, 纵向速度有突变, 得到辐射光的通量密度公式^[1]

$$d^2F/d\Omega^2 = \alpha \cdot (\Delta\omega/\omega) \cdot (I/e) \cdot \{ \theta \gamma / [1 + (\theta \gamma)^2] \}^2 \cdot \{ \sin[\pi N(\omega/\omega_1)] / [\pi N(\omega/\omega_1)] \}^2 \cdot [L/(\lambda \gamma)]^2 \cdot < \gamma^2 \cdot \hat{a}_{\perp}^2 >^2 \quad (4)$$

(4)式表示的辐射项来源于电子进出波荡器时纵向速度的突然改变, 也就是波荡器的渡越辐射。分析该式可以看出: 在离轴偏角 $\theta = \pm 1/\gamma$ 处出现谱强度峰值, 以 $\pm 1/\gamma$ 为中心, 辐射谱呈环状分布; 辐射光子呈径向极化分布。

比较(3)式和(4)式, 波荡器的常规辐射强度与 $(\phi - \beta_{\perp})^2$ 成正比, 而渡越辐射强度与 $< \beta_{\perp}^2 >$ 的平方成正比。应该说, 常规辐射理论在研究轴上谐波辐射时是正确的, 但是, 当辐射光的频率远低于轴上谐波的频率, 边界项对辐射的贡献却是不可忽略的, 即必须考虑渡越辐射的贡献。

2 SSRF U9.0的渡越辐射谱

SSRF波荡器可以提供高亮度的X光,利用波荡器的渡越辐射特性,还可以提供亮度较高的红外和远红外辐射光。

SSRF储存环电子束和波荡器U9.0的基本参数^[4]为:(1)电子束参数:束流能量(E)2.2GeV,束流强度400mA,能散0.001,发射度 $4.3\text{nm}\cdot\text{rad}$,耦合系数0.1;(2)U9.0参数:周期长度9.0cm,周期数53,偏转系数9.64, β 函数为水平12.8m和垂直4.5m。

在模拟计算中,利用了国际通用的计算波荡器辐射的数值模拟程序UR^[5],该程序在模拟电子束的发射度和能散时,采用将 M 个单电子的谱强度叠加起来,所得到的通量密度表达式为

$$dF/d\Omega = (\alpha/2\pi) \cdot (I/e) \cdot (\Delta\omega/\omega) \cdot \sum_{i=1}^M \omega_i |A_i(\omega)|^2 \quad (5)$$

所有计算中,都只计算辐射光子在水平面内的角分布(不考虑垂直分量)。

图2显示了SSRF U9.0波荡器的红外辐射光子波长为 $8.457\mu\text{m}$ 时的强度角分布(用通量密度来描述,单位: $\text{photon}/(\text{s}\cdot\text{mr}^2\cdot 0.1\%\text{BW})$),图2中将解析计算的结果与模拟结果作了比较,峰值强度的误差为10%。从图2可见,解析计算和模拟计算结果基本一致,在与 Z 轴的偏角 $\phi = 0.23\text{mrad} \approx \pm 1/\gamma$ 处有两个对称分布、强度高达 10^{13} 量级的渡越辐射峰。

按照波荡器的常规辐射理论,在轴上是奇次谐波辐射强度的最大值,而在偏轴角 $\phi = 0.23\text{mrad} \approx \pm 1/\gamma$ 不会有强辐射光。可见波荡器的渡越辐射光强度的分布离轴很近,但又与奇次谐波在轴上的分布相分离。

为了进一步说明波荡器渡越辐射的特性,我们将波荡器渡越辐射谱与它的基波偏轴红外辐射谱及弯转磁铁红外辐射谱作了比较。弯转磁铁辐射光通量的水平角分布公式^[3]可以表示为

$$dF/d\phi = 2.457 \times 10^{13} \cdot E \cdot I \cdot \varepsilon \cdot \int_{\varepsilon}^{\infty} K_{5/3}(\varepsilon') d\varepsilon' \quad (6)$$

式中, $\varepsilon = \omega/\omega_c$, ω_c 是光子特征角频率; $K_{5/3}$ 是修正贝塞耳函数; E 的单位为GeV; I 的单位为A。

图3、图4分别计算了波长 $\lambda_1 = 8.457\mu\text{m}$ 和 $\lambda_2 = 42.285\mu\text{m}$ 的SSRF U9.0渡越辐射谱的通量密度角分布。图中,在与水平方向轴的偏角 $\phi = 0.23\text{mrad} \approx \pm 1/\gamma$ 处有两个对称分布,强度分别高达 10^{13} 、 10^{12} 量级的波荡器渡越辐射峰;同时,在离纵向轴水平偏角为 13.56mrad (图3中)和 30.68mrad (图4中)处各有一峰,经计算,这是波荡器基波偏轴辐射谱的第一个偏轴辐射峰值分布,这两个峰的强度要远低于渡越辐射峰的强度;而且,随着辐射波长的增大,

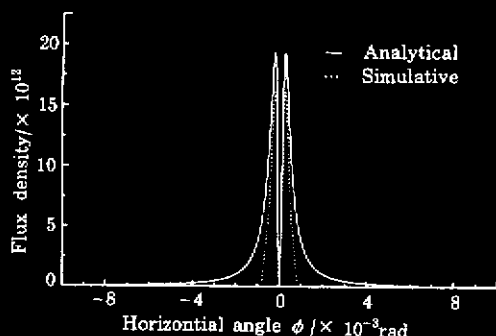


图2 波荡器的渡越辐射光的强度角分布

Fig.2 Angular density of the flux from SSRF U9.0 at $\lambda = 8.457\mu\text{m}$ as a function of the horizontal angle

渡越辐射峰与基波偏轴辐射峰的强度之比呈增大趋势。

图5将波荡器渡越辐射谱、波荡器偏轴基波辐射谱和弯转磁铁辐射谱角分布进行了对比。从图5可见, ①渡越辐射谱具有较高的峰值强度, 在波长为 $32\text{ }\mu\text{m}$ 时仍可达 10^{13} , 波长

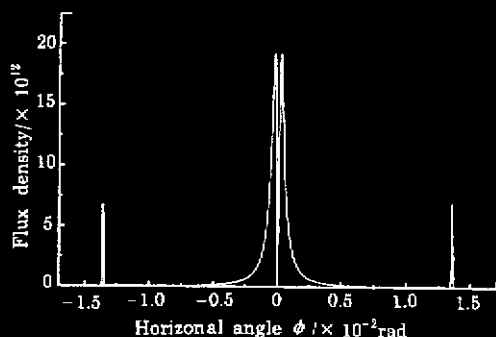


图3 波荡器渡越辐射和基波偏轴辐射光强度的比较

Fig.3 The differences of angular density of flux between TUR and off-axis radiation of the first harmonic

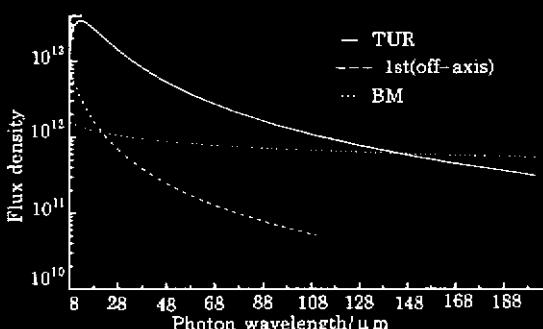


图5 波荡器渡越辐射、基波偏轴辐射及弯转磁铁辐射在红外区的辐射光谱的对比

Fig.5 The differences of spectrum of angular density of flux among TUR, off-axis radiation of the first harmonic, and radiation from bending magnet

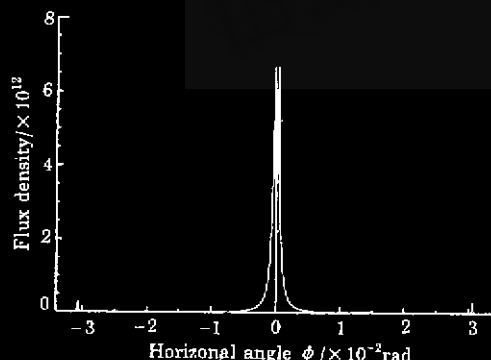


图4 波荡器渡越辐射和基波偏轴辐射光强度的比较

Fig.4 The differences of angular density of flux between TUR and off-axis radiation of the first harmonic

在 $110\text{ }\mu\text{m}$ 以上时, 强度才小于 10^{12} ; ②波荡器基波偏轴辐射峰的强度比较低, 在波长增大到 $23\text{ }\mu\text{m}$ 时, 强度已下降到 10^{12} 以下, 波长为 $76\text{ }\mu\text{m}$ 时, 强度更是降至 10^{11} 以下了; ③弯转磁铁的辐射谱比波荡器渡越辐射和波荡器基波偏轴辐射谱要平滑得多, 在波长从 $8\text{ }\mu\text{m}$ 增大到 $206\text{ }\mu\text{m}$ 过程中, 强度从 1.6×10^{12} 减小到 5.4×10^{11} ; 并且, 当辐射波长 $>21\text{ }\mu\text{m}$ 时, 其辐射强度开始高于波荡器基波偏轴辐射谱; 当辐射波长 $>145\text{ }\mu\text{m}$ 时(对应强度约为 6×10^{11}), 其辐射光的强度开始大于波荡器渡越辐射谱。

3 电子束发射度、能散和波荡器磁场误差对渡越辐射谱亮度的影响

亮度的定义式^[3]为

$$\text{Brightness} = F_n / (4 \pi^2 \Sigma_X \Sigma_Y \Sigma_X' \Sigma_Y') \quad (7)$$

式中, $\Sigma_{X,Y} = (\sigma_{x,y}^2 + \sigma_r^2)^{1/2}$, $\Sigma_{X',Y'} = (\sigma_{x',y'}^2 + \sigma_r'^2)^{1/2}$, F_n 为光通量, $\sigma_{x,y}$ 、 $\sigma_{x',y'}$ 分别为由于电子束的发射度产生的光源尺寸和散角, σ_r 、 σ_r' 为单一波长光子衍射限尺寸和散角, $\sigma_{x,y} = (\varepsilon_{x,y} \cdot \beta_{x,y})^{1/2}$, $\sigma_{x',y'} = (\varepsilon_{x',y'} / \beta_{x',y'})^{1/2}$, $\varepsilon_{x,y}$ 、 $\beta_{x,y}$ 分别为水平和垂直发射度及水平和垂直 β 函数。从(7)式可知, 电子束发射度和单一波长光子衍射限是决定光亮度的关键性

参量。

3.1 电子束发射度对渡越辐射的影响

在波荡器的常规辐射中, 电子束发射度对各次谐波中心能量处的亮度影响非常显著, 但是由于渡越辐射主要研究光子在红外及远红外波段的辐射光子, 且这些光子波长远大于在轴上的各次谐波波长, 以至于电子束的发射度可能小于光子衍射限, 对亮度不起主要影响。

图6表示SSRF U9.0的渡越辐射光亮度随电子束发射度的变化。从图6可见, 波长为 $8.457\text{ }\mu\text{m}$ 时, 随着电子束发射度增大, 亮度降低比较慢, 当发射度为 $10\text{nm}\cdot\text{rad}$ 时, 亮度仍有理想值的87%(与理论计算的结果完全符合)。实际上, 对波长是 $8.457\text{ }\mu\text{m}$ 的辐射光子, 满足完全横向相干性要求的电子束发射度应该 $<673\text{nm}\cdot\text{rad}$, 电子束发射度为 $10\text{nm}\cdot\text{rad}$ 显然满足完全横向相干性要求。

可以预见, 当光子波长再继续增大($>8.457\text{ }\mu\text{m}$), 电子束发射度在几百 $\text{nm}\cdot\text{rad}$ 以内对光亮度将几乎没有影响。

3.2 电子束能散对渡越辐射的影响

电子束能散对波荡器常规辐射的各次谐波(尤其对高次谐波)光子亮度的影响非常大, 这是因为, 波荡器常规辐射的自然带宽来源于波荡器的有限周期数, 带宽大小为 $\Delta\lambda/\lambda \approx 1/nN$; 但对于渡越辐射而言, 其波长远比谐波的波长低, 仅是电子束平均纵向速度的改变所致, 不满足波荡器常规辐射中各周期电子束的辐射场相互加强而造成的自然带宽的条件, 因此, 电子束能散对渡越辐射谱亮度的影响要比对波荡器常规辐射谱亮度的影响小得多。

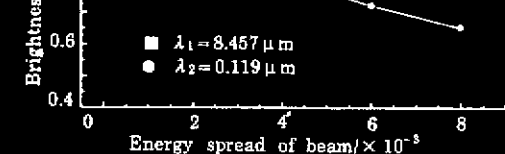


图7 电子束能散对渡越辐射亮度的影响

Fig.7 The influence of beam energy spread on brightness of TUR

3.3 波荡器均方根场误差对渡越辐射的影响

根据Kincaid的磁场误差模型^[6], 当满足近似条件: $N^3\delta^2 \ll 1$ 时, 磁场误差服从高斯分布, 于是谐波亮度的归一化表达式为

$$G_{\Delta}(q) \approx \exp(-30q) \quad (8)$$

式中, $q = n^2 \cdot \delta^2 \cdot N \cdot [K^2/(2+K^2)]^2$, n 是谐波次数, δ 是均方根场误差。根据(8)式, 对于SSRF U9.0, 当 $\delta = 0.008$ 时, 基波(波长为 $0.119\text{ }\mu\text{m}$)亮度应下降10%。

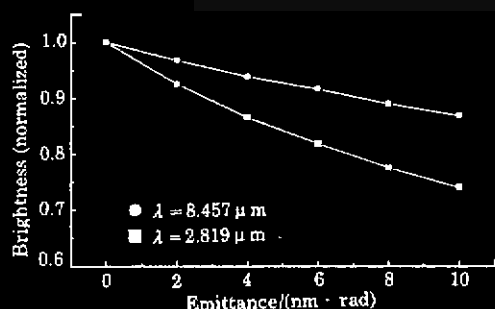


图6 电子束发射度对渡越辐射光亮度的影响

Fig.6 The influence of beam emittance on brightness of TUR

图7表示电子束能散对渡越辐射光亮度的影响。在图7中, 将红外波长光子(波长为 $8.457\text{ }\mu\text{m}$)与紫外波长光子(波长 $0.119\text{ }\mu\text{m}$, 这正是波荡器轴上基波的波长)亮度随能散的变化作了比较。对波长为 $0.119\text{ }\mu\text{m}$ 的波荡器基波, 亮度随能散迅速下降, 但是, 对波长为 $8.457\text{ }\mu\text{m}$ 的波荡器渡越辐射光, 亮度基本不随能散而明显改变。

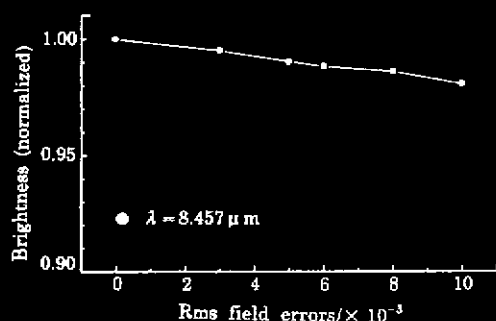


图8 波荡器均方根场误差对渡越辐射
光亮度的影响

Fig.8 The influence of magnetic field errors
on brightness of TUR

图8给出模拟计算结果。对光子波长为 $8.457 \mu\text{m}$ 的渡越辐射光,亮度仅下降1.5%,可见,波荡器磁场误差对红外波段的光子亮度影响很小。

4 结论

SSRF U9.0的渡越辐射光是一种理想的红外光源,波长范围从 $8-200 \mu\text{m}$ 变化时,辐射光具有较高的通量密度($3 \times 10^{11}-3.5 \times 10^{13}$);而且,辐射集中在偏轴 $1/\gamma$ 为中心的 $3/\gamma$ 左右的锥角内,如此小的收集角,使得建立波荡器渡越辐射光束线要比建立弯转磁

铁红外或波荡器的红外偏轴光束线更容易;此外,对波荡器常规辐射谱亮度影响很显著的量,如电子束的发射度、能散和波荡器磁场误差等,对渡越辐射而言,都不是那么重要了。可以预见,波荡器渡越辐射红外光源将成为一种优异的新型红外光源。

参 考 文 献

- 1 Kim K J. Phys Rev Lett, 1996, 76(8):1244-1247
- 2 Mathis Y L, Roy P, Tremblay B, et al. Phys Rev Lett, 1998, 80(6):1220-1223
- 3 Kim K J. Physics of particle accelerators, 1989
- 4 SSRF Conceptual Design Group. Shanghai Synchrotron Radiation Facility conceptual design report (draft), 1996
- 5 Roger J, Dejus, Alfredo Luccio. Nucl Instr Meth, 1994, A347:61-66
- 6 Brian M K. Nucl Instr Meth, 1986, A246:109-119

Research on transition undulator radiation

LU Shuzhuang DAI Zhimin ZHAO Xiaofeng

(Shanghai Institute of Nuclear Research, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract

The theory of transition undulator radiation was described first, then the properties of infrared and far-infrared transition undulator radiation of SSRF U9.0 were explored by the methods of analytical treatment and numerical simulation, and the influence of beam energy spread, emittance, and magnetic field errors on transition undulator radiation was given also. It was shown that the flux density of the infrared and far-infrared transition undulator radiation of the SSRF U9.0 was high (e.g., the maximum flux density might reach 35×10^{13} photons/(s · mrad² · BW), collecting angle $\phi = 0.23 \text{ mrad}$, and the effects of beam energy spread, emittance and magnetic field errors on the radiation flux density were small.

Key words Undulator, Transition undulator radiation, Infrared, Intensity, Beam energy spread, Emittance, Magnetic field errors

CLC O463⁺.1, O434.3