

# 同步辐射光束线中部分相干光的传播研究

孟祥雨 郭春磊 王 勇 吴衍青 邵仁忠

(中国科学院上海应用物理研究所, 上海 201800)

**摘要** 基于统计光学理论,建立了适用于同步辐射软 X 射线的部分相干光的传播模型。利用互强度描述部分相干光,并采取分割波前叠加的方法,引入合理的近似,可以定量分析部分相干光传播一定距离后相干性能的变化。利用该模型分析了传播距离、光源相干长度、光源尺寸等因素对相干性能的影响。另外在上海光源软 X 射线干涉光刻分支线站 BL08U1B 进行了相干衍射实验,并利用该模型对实验结果进行了模拟。模拟结果表明,该模型能够准确地模拟 BL08U1B 的相干衍射图样,计算结果和实验数据符合较好,为设计同步辐射高相干性光束线站提供了理论依据和参考。

**关键词** X 射线光学;部分相干光;互强度;相干长度

**中图分类号** O434.11 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201333.0734001

## Research on Partially Coherent Light Propagation in Synchrotron Beamlines

Meng Xiangyu Guo Chunlei Wang Yong Wu Yanqing Tai Renzhong

(Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** A model for partially coherent light propagation suitable for synchrotron soft X-ray is established based on statistical optics theories. We use mutual optics intensity to describe the partially coherent light, and sum the discrete wavefront considering reasonable approximation. The coherent properties after propagating a distance are numerically analyzed with the model. The influences of propagation distance, coherent length of source and source size on the coherent properties at sample position are studied with the established model. Meanwhile, coherent diffraction experiments are carried out in the soft X-ray interference lithography branch beamline (BL08U1B). Simulations on the experimental results are performed according to the model. The results show that the simulations coincide with the experimental patterns. The model can be used for the design of the synchrotron beamlines with high coherent properties.

**Key words** X-ray optics; partially coherent light; mutual optics intensity; coherent length

**OCIS codes** 030.6600; 110.4980; 340.6720; 340.7450

## 1 引 言

同步辐射技术在现代科学中的应用越来越广泛,越来越多的同步辐射装置被相继建立起来,而且对同步辐射性能的要求也越来越高。经过三代同步辐射的发展,目前世界上的同步辐射装置有 70 余台,其中第三代同步辐射装置有 25 台,并且还在不

断发展中。各代同步辐射装置之间的最主要区别在于作为发光光源的电子束斑尺寸或电子发射度的迥异。例如第三代同步辐射中的上海光源,其电子束发射度只有 3.9 nmrad<sup>[1]</sup>,而第二代同步辐射的发射度则有几十甚至几百,如日本的 PF 光源,发射度是 36 nmrad<sup>[2]</sup>,相差近 10 倍,其得到的光亮度相差

**收稿日期:** 2013-02-01; **收到修改稿日期:** 2013-03-22

**基金项目:** 国家自然科学基金(11005146,11275255)、中国科学院大科学装置开放研究项目“自组装技术与超高密度纳米阵列研究”

**作者简介:** 孟祥雨(1986—),男,硕士研究生,主要从事同步辐射相干性的传播方面的研究。

E-mail: mengxiangyu@sinap.ac.cn

**导师简介:** 王 勇(1978—),男,博士,研究员,主要从事软 X 射线方法学方面的研究。E-mail: wangyong@sinap.ac.cn (通信联系人)

约 100 倍。各代同步辐射的另一显著差别是可使用的插入件的数量悬殊,第二代同步辐射仅能安装几个插入件,而第三代同步辐射可以有十几个到几十个插入件。插入件可以产生尺寸非常小的光源,较之弯铁光源有着更高的亮度和更优良的性能。新一代的同步辐射装置——X 射线自由电子激光也有了长足的发展<sup>[3]</sup>,目前世界上已经建成的 X 射线自由电子激光有 4 台:德国的 FLASH,日本的 SCSS,美国的 LCLS 和意大利的 FERMI,另外还有若干台正在建设中。X 射线自由电子激光产生的光是全相干光,其亮度和相干性能要远好于第三代同步辐射,如 FLASH 光源的峰值亮度远超出了第三代同步辐射。

光源亮度的提高意味着相干性能的提高,从而对光束线的设计也提出了更高的要求,在光束线设计中,需要了解具有相干性的 X 光经过光束线传播之后相干性能的变化,从而优化具体的光束线设计。研究员经常使用某些模型和软件来模拟分析 X 光在光束线中的传播,目前普遍采用的是 ESRF 的 SHADOW3<sup>[4]</sup>,它的原理是将光源产生的光看成若干个独立的粒子,这些粒子的能量、位置和速度方向分布按照解析的方法模拟得来。然后从几何光学出发,计算每个粒子经过各个光学元件之后的轨迹,最后在样品处或出射狭缝处得到所有粒子的位置和速度分布,但是 SHADOW 不能模拟相干光的传播特性,无法满足相干光束线的设计需求,人们迫切需要一种分析部分相干光在光束线中传播特性的方法,目前已经提出了几种模型。Rio 等<sup>[5]</sup>在 SHADOW 的基础上发展了 SHADOW 模型,对每个粒子引入相位的参数,对于完全相干光,所有粒子的相位均相等,对于完全非相干光,所有粒子的相位随机分布,在观察面上所有粒子按照相位进行复振幅叠加。Bahrtdt<sup>[6]</sup>提出了静态相位近似并通过软件包 PHASE 实现,把完全相干的波前分为若干格点,从而得到离散化的复振幅分布,然后计算经过光学元件之后的复振幅分布。另外考虑到不同时间断面的叠加之后,可以进行自由电子激光中的脉冲光的分析。PHASE 的特点是分别处理多个完全相干的波前,然后按照时间顺序进行叠加,从而获取部分相干的特性。Chubar 等<sup>[7-9]</sup>发展了 SRW 模型,计算单个电子在近场情况下的电场,以及经过自由空间和光学元件传播后的分布;将电子束团中的所有电子看作是相互独立并且完全不相干,然后将所有电子产生的电场强度进行累加,从而得到传播之后的强

度和互强度分布。Geloni 等<sup>[10]</sup>利用统计光学的方法分析了波荡器光源经过光学系统的成像问题,在远场近似和有限发散角的条件下,提出了描述部分相干光的交叉谱密度在自由空间的传播模型。

本文从统计光学出发,提出一种新的研究部分相干光的传播模型,用互强度描述部分相干光,并采用离散化的方式分割波前,建立互强度在自由空间的传播模型,研究传播一定距离后相干性能的变化。采用离散化处理,优点是可以在离散点取的比较多的条件下,降低对远场近似和有限发散角的要求,在更普遍的情况下分析部分相干光的传播性质,当然这也会对计算量提出更高的要求。

## 2 部分相干光的传播模型

### 2.1 部分相干光的描述

在统计光学中,可以采用互相干函数来描述部分相干光<sup>[11]</sup>:

$$\tilde{\Gamma}_{12}(P_1, P_2, \tau) = \langle \bar{u}(P_1, t + \tau) \bar{u}^*(P_2, t) \rangle, \quad (1)$$

其中  $\bar{u}(P_1, t)$  指点  $P_1$  处  $t$  时刻的复振幅,  $\langle \rangle$  为对时间取平均,  $\tau$  为  $P_1$  和  $P_2$  两点的时间延迟。

在单色光条件下,  $\tau=0$ , 互相干函数可以写成

$$\tilde{\Gamma}_{12}(0) = \tilde{J}_{12} = \langle \bar{u}(P_1, t) \bar{u}^*(P_2, t) \rangle, \quad (2)$$

其中  $\tilde{J}_{12}$  为互强度,描述单色光情况下任意两点的空间相干性。互强度的传播满足亥姆霍兹方程:

$$\tilde{J}(Q_1, Q_2) = \iiint \tilde{J}(P_1, P_2) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)\right] \times \frac{\chi(\theta_1)}{\lambda r_1} \frac{\chi(\theta_2)}{\lambda r_2} dS_1 dS_2, \quad (3)$$

其中  $\tilde{J}(P_1, P_2)$  和  $\tilde{J}(Q_1, Q_2)$  分别为物面和像面的互强度,  $\chi(\theta)$  为倾斜因子,  $\lambda$  为 X 光的波长,  $r_1$  和  $r_2$  分别为  $P_1$  到  $Q_1$ 、 $P_2$  到  $Q_2$  的距离,积分范围是整个波前,如图 1 所示。

### 2.2 互强度传播的计算模型

(1)式描述了计算像平面上互强度分布的解析公式。但是对于 X 射线来说,由于其波长相对于可见光来说很短,(1)式是无法用解析的方法计算出来的。采取一种近似方法,将波前分割成很多小面元,在每个小面元内(3)式的积分可以用近似的方法计算出来,然后将每个小面元的结果叠加,就可以得出整个波前的计算结果。

如图 1 所示,考虑一个等相位的波前,将整个波前平均分为  $M \times N$  个小面元,每个小面元用整数序列  $ij, kl$  ( $1 \leq i \leq M, 1 \leq j \leq N, 1 \leq k \leq M, 1 \leq l \leq N$ ) 表示,每个小面元的大小为  $a \times b$ 。假定在每

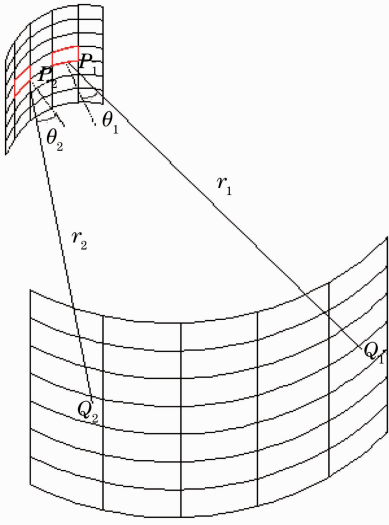


图1 自由空间中互强度的传播示意图

Fig. 1 Sketch for propagation of mutual optics intensity in free space

个小面元内各点都是全相干的,且振幅相等,中心点的复振幅记为 $H_{ij}$ ,则任意两点 $P_{ij}$ 和 $P_{kl}$ 之间的互强度为

$$J_{P_{ij}P_{kl}} = \langle H_{ij} \cdot H_{kl}^* \rangle = L_{P_{ij}P_{kl}} \cdot |H_{ij}| \cdot |H_{kl}|, \quad (4)$$

其中 $L_{P_{ij}P_{kl}}$ 称作两点 $P_{ij}$ 和 $P_{kl}$ 之间的复相干系数,

对于完全非相干光, $L_{P_{ij}P_{kl}} = 0$ ;对于完全相干光, $|L_{P_{ij}P_{kl}}| = 1$ ;对于部分相干光, $0 < |L_{P_{ij}P_{kl}}| < 1$ ,为了描述方便,称 $|L_{P_{ij}P_{kl}}|$ 为两点 $P_{ij}$ 和 $P_{kl}$ 之间的相干系数。当 $P_{ij}$ 和 $P_{kl}$ 为同一点时,互强度就转化为该点的强度:

$$I_{P_{ij}} = J_{P_{ij}P_{ij}} = \langle H_{ij} \cdot H_{ij}^* \rangle = |H_{ij}|^2. \quad (5)$$

将(3)式改写成离散化之后的形式,得到像平面的互强度为

$$\begin{aligned} \tilde{J}(Q_1, Q_2) = & \sum_{kl} \iint \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} r_{P_{kl}Q_2}\right) \frac{\chi(\theta_2)}{\lambda r_{P_{kl}Q_2}} \left[ \sum_{ij} \iint \tilde{J}(P_{ij}, P_{kl}) \times \right. \\ & \left. \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} r_{P_{ij}Q_1}\right) \frac{\chi(\theta_1)}{\lambda r_{P_{ij}Q_1}} dS_{ij} \right] dS_{kl}, \quad (6) \end{aligned}$$

式中非下标的 $i$ 是虚数符号, $r_{P_{kl}Q_2}$ 表示物面上的点 $P_{kl}$ 和像面上的点 $Q_2$ 之间的距离, $r_{P_{ij}Q_1}$ 表示物面上的点 $P_{ij}$ 和像面上的点 $Q_1$ 之间的距离,每个积分的范围都是小面元内部,而不再是整个波前。由于在小面元内部,振幅和相位处处相等,而且是全相干光,所以小面元内部任意一点与另一个小面元内部任意一点的互强度均相等,都等于两个小面元中心点的互强度,用 $\tilde{J}(P_{ij}, P_{kl})$ 表示。所以(6)式积分中的 $\tilde{J}(P_{ij}, P_{kl})$ 在积分限内是常数,可以拿到积分之外。可以变成

$$\tilde{J}(Q_1, Q_2) = \sum_{kl} \tilde{J}(P_{ij}, P_{kl}) \iint \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} r_{P_{kl}Q_2}\right) \frac{\chi(\theta_2)}{\lambda r_{P_{kl}Q_2}} \left[ \sum_{ij} \iint \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} r_{P_{ij}Q_1}\right) \frac{\chi(\theta_1)}{\lambda r_{P_{ij}Q_1}} dS_{ij} \right] dS_{kl}, \quad (7)$$

令(7)式中括号中的积分为 $I_{P_{ij}}$ ,表示第 $ij$ 个小面元对 $Q_1$ 处波前的贡献,则

$$I_{P_{ij}} = \iint \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} r_{P_{ij}Q_1}\right) \frac{\chi(\theta_1)}{\lambda r_{P_{ij}Q_1}} dS_{ij}, \quad (8)$$

采用适当的近似,计算 $I_{P_{ij}}$ 。

建立坐标系,选择小面元的中心为坐标原点,小面元所在的平面为 $x-y$ 坐标系,如图2所示。小面元内任一点 $P_{ij}$ 的坐标为 $(x, y, 0)$ , $Q_1$ 在小面元坐标

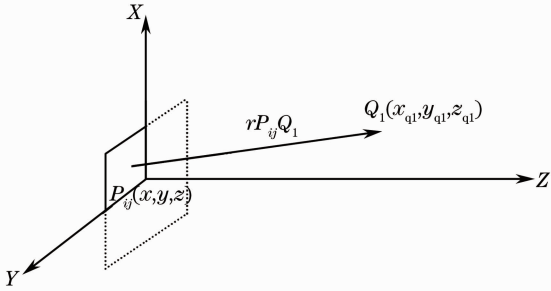


图2 波前小面元坐标系示意图

Fig. 2 Sketch of wavefront element coordination system

系中的坐标为 $(x_{q1}, y_{q1}, z_{q1})$ ,则 $r_{P_{ij}Q_1}$ 可以表示成

$$r_{P_{ij}Q_1} = \sqrt{(x - x_{q1})^2 + (y - y_{q1})^2 + z_{q1}^2}, \quad (9)$$

令 $r_0 = \sqrt{x_{q1}^2 + y_{q1}^2 + z_{q1}^2}$ ,对(8)式中的相位项 $-\frac{2\pi}{\lambda} r_{P_{ij}Q_1}$ 进行级数展开

$$-\frac{2\pi}{\lambda} r_{P_{ij}Q_1} = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_{2c}, \quad (10)$$

其中 $\varphi_0$ 、 $\varphi_1$ 、 $\varphi_2$ 、 $\varphi_{2c}$ 分别代表级数展开后的零次方项、一次方项、二次方非交叉项和二次方交叉项:

$$\varphi_0 = -\frac{2\pi}{\lambda} r_0, \quad (11)$$

$$\varphi_1 = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_{q1}x - y_{q1}y}{r_0}, \quad (12)$$

$$\varphi_2 = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{2r_0}, \quad (13)$$

$$\varphi_{2c} = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{(x_{q1}x + y_{q1}y)^2}{2r_0^3}. \quad (14)$$

取小面元的大小足够小,满足菲涅耳近似,即

$\varphi_{2c} < \frac{2\pi}{100}$ , 可以舍去二次方交叉项和之后的高次方项。

同理, 把(8)式中的振幅项  $\frac{1}{r_{P_{ij}Q_1}}$  进行级数展开:

$$\frac{1}{r_{P_{ij}Q_1}} = A_0 + A_1, \quad (15)$$

其中零次方项和一次方项分别为

$$A_0 = \frac{1}{r_0}, \quad (16)$$

$$A_1 = \frac{x_{q1}x + y_{q1}y}{r_0^3}, \quad (17)$$

取小面元的大小足够小, 满足  $\frac{A_1}{A_0} < \frac{1}{100}$ , 可以舍去一次方项和以后的高次方项, 只保留零次方项。

将近似结果代入到(8)式中, 得到

$$I_{P_{ij}Q_1} = \iint \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda} \left( r_0 - \frac{x_{q1}x + y_{q1}y}{r_0} + \frac{x^2 + y^2}{2r_0} \right) \right] \frac{\chi(\theta_1)}{\lambda r_0} dx dy. \quad (18)$$

(18)式是两个独立的菲涅耳积分, 可以用解析的方法计算出来, 从而得到小面元的积分  $I_{P_{ij}Q_1}$ 。另外, 从(7)式可以看出, 另一重对小面元  $kl$  的积分实际上是  $I_{P_{kl}Q_2}$  的共轭, 可以从  $I_{P_{kl}Q_2}$  进行共轭得出。代入

(7)式, 可以得出像平面上的互强度为

$$\tilde{J}(Q_1, Q_2) = \sum_{kl} \left[ I_{kl}^* \sum_{ij} \tilde{J}(P_{ij}, P_{kl}) I_{ij} \right]. \quad (19)$$

利用(19)式得到了传播一定距离之后的部分相干光的互强度分布, 可以定量描述部分相干光的性能。

### 3 部分相干光的传播

假设光源的强度和相干系数均满足高斯分布, 将  $J_{P_{ij}P_{kl}}$  记为  $J_{ijkl}$ , 将点  $P_{ij}$  的强度  $J_{ijij}$  记为  $I_{ij}$ , 有

$$I_{ij} = J_{ijij} = \exp \left( -\frac{x_{ij}^2}{2\eta_x^2} - \frac{y_{ij}^2}{2\eta_y^2} \right), \quad (20)$$

$$J_{ijkl} = \exp \left[ -\frac{(x_{ij} - x_{kl})^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y_{ij} - y_{kl})^2}{2\sigma_y^2} \right], \quad (21)$$

其中  $\eta_x$  和  $\eta_y$  描述了光强的分布, 同样大小的光源,  $\eta$  值越大, 光强分布就越均匀。 $\sigma_x$  和  $\sigma_y$  描述了相干系数的分布, 根据统计光学理论,  $1.772\sigma_x$  和  $1.772\sigma_y$  分别为  $x$  和  $y$  方向的相干长度<sup>[12]</sup>,  $\sigma$  值越大, 光源的相干性能就越好。

#### 3.1 光源的相干性对样品处相干性的影响

考虑一个大小为  $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$  的光源, 波长为  $13.5 \text{ nm}$ , 光强满足高斯分布  $\eta_x = \eta_y = 0.03 \text{ mm}$ ,

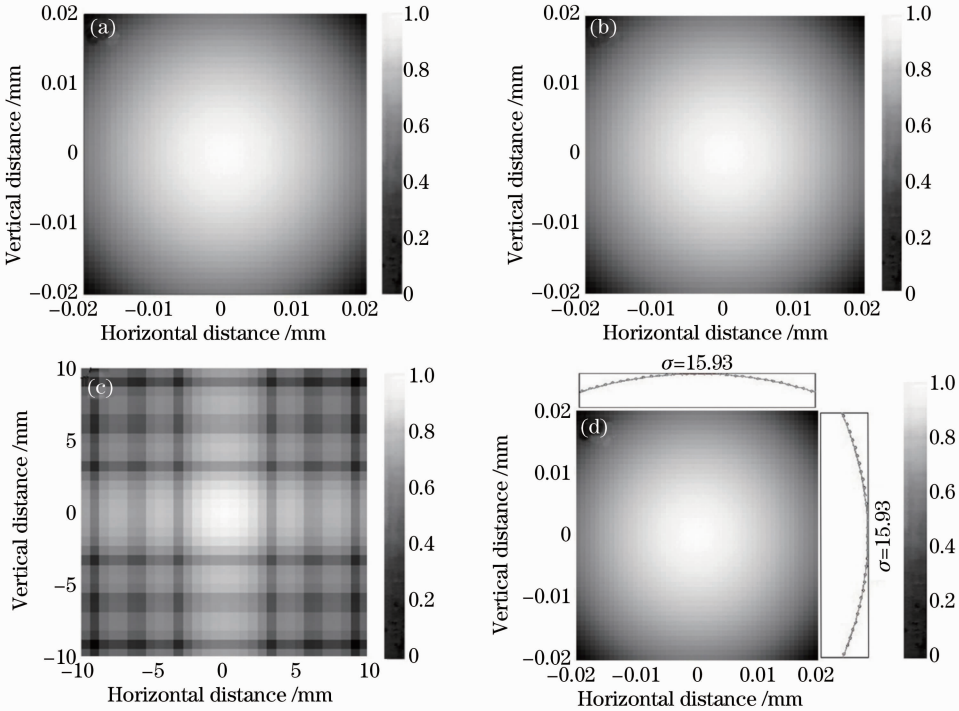


图 3 部分相干光传播的模拟结果。(a)光源的光强分布;(b)光源面上各点相对于中心点的相干系数分布;(c)传播 9 m 后的光强分布;(d)传播 9 m 后光斑各点相对于中心点的相干系数分布

Fig. 3 Simulation of partially coherent light propagation. (a) Source intensity distribution; (b) coherent coefficient distribution in source plane relative to the center; (c) intensity distribution after 9 m propagation; (d) coherent coefficient distribution after 9 m propagation

相干系数满足高斯分布  $\sigma_x = \sigma_y = 0.2 \text{ mm}$ 。利用部分相干光的传播模型,对上述光源进行计算,光源及传播 9 m 后的光斑模拟结果如图 3 所示。

由于光源具有相干性<sup>[13-15]</sup>,在传播过程中会发生衍射效应,如图 3(c)所示。从图 3(d)中可以看出,传播后的光斑相干系数分布符合高斯分布,对其进行拟合,得到高斯分布参数  $\sigma = 15.93 \text{ mm}$ ,相对于光源的相干系数分布参数  $\sigma = 0.2 \text{ mm}$ ,可以发现传播 9 m 之后光的相干性能提高了很多。不同相干性能的部分相干光传播相同距离之后,其光强、条纹可见度和相干长度均会不同。为此,模拟了不同相干性能的光源,计算传播 9 m 后的光斑强度分布和相干系数分布,并研究了光强、条纹可见度和相干长度随着光源相干性能的变化。

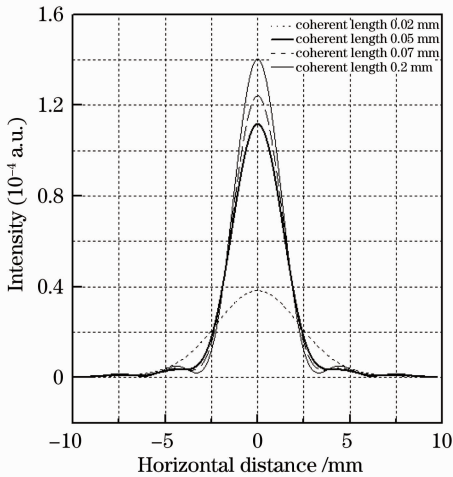


图 4 不同相干长度的光源传播 9 m 后的光强分布  
Fig. 4 Intensity distribution after 9 m propagation of light source with different coherent lengths

不同相干系数分布的光源传播相同距离之后的光强分布,如图 4 所示。从图中可以看出,光源相干长度为 0.02 mm 的情况下可以看作完全非相干光,传播后没有干涉条纹产生;随着光源相干长度的增大,明暗条纹逐渐增强,光强向中心点集中;当光源相干长度增大到 0.05 mm 时,开始出现干涉条纹,而且随着光源相干长度的增加,干涉条纹可见度也随之增大,计算了不同相干长度的光源对应的干涉条纹可见度,如图 5 所示。

衍射条纹可见度的定义为

$$v(z) = \frac{S_{\max}(z) - S_{\min}(z)}{S_{\max}(z) + S_{\min}(z)}, \quad (22)$$

式中  $z$  是某一点到中心点的距离,  $S_{\max}$  和  $S_{\min}$  分别指一级衍射峰的峰值和波谷值。从图 5 中可以看出,随着光源相干长度的增加,样品处干涉条纹的可见

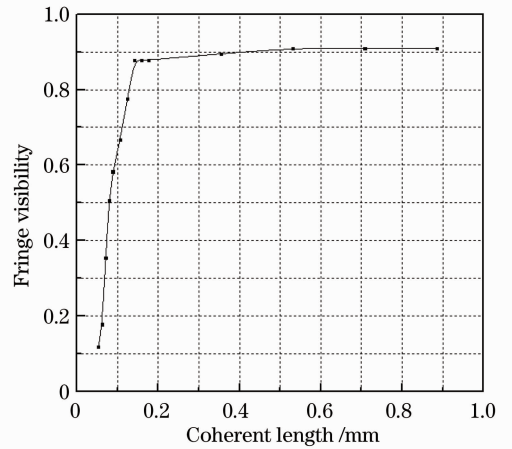


图 5 不同相干长度的光源传播 9 m 后的条纹可见度  
Fig. 5 Fringe visibility after 9 m propagation of light source with different coherent lengths

度也随之增加。当光源相干长度增加到 0.15 mm 时,条纹可见度开始变化缓慢,即样品处的光斑趋于稳定,此时可以认为整个光源已是完全相干光。

从图 3(d)的例子中,可以模拟得到样品处的相干系数  $\sigma$ ,进而计算出样品处光斑的相干长度。不同相干长度的光源传播 9 m 后的相干长度的变化如图 6 所示,可以看出,随着光源相干长度的增加,样品处的相干长度也随之增加;当光源的相干长度增加到一定程度时,两者满足线性关系。

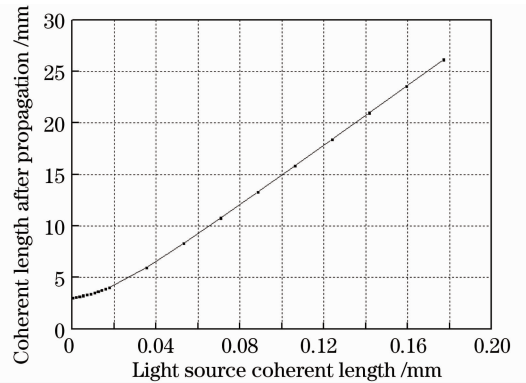


图 6 不同相干长度的光源传播 9 m 后的相干长度的变化

Fig. 6 Coherent length after 9 m propagation of light source with different coherent lengths

### 3.2 传播距离对样品处相干性的影响

选取与 3.1 节中相同的光源参数,这里对相干系数取为  $\sigma_x = \sigma_y = 0.02 \text{ mm}$ ,即相干长度为 0.035 mm 的部分相干光进行模拟,其相干长度随传播距离的变化如图 7 所示。可以看出,样品处的相干长度大于光源处的相干长度,并且随着传播距离的增加,样品处的相干长度也随之增加,而且与传播距离呈明显的

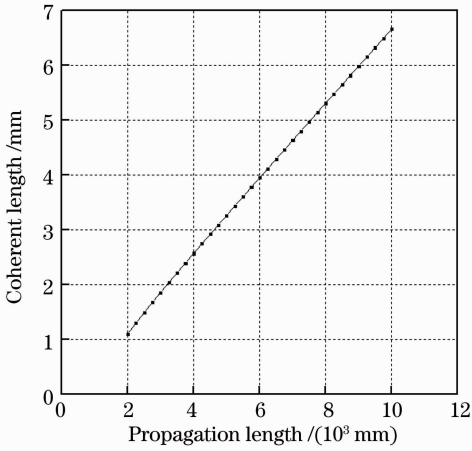


图 7 相干长度随传播距离的变化

Fig. 7 Relation between the coherent length and propagation distance

线性关系。因此,增加传播距离,可以有效地提高光源的相干性。

根据统计光学理论,非相干光传播距离  $z$  后的相干长度为

$$d_c = \frac{\lambda z}{a}, \quad (23)$$

式中  $\lambda$  指完全非相干光的波长,  $z$  指传播距离,  $a$  指光源尺寸。利用模型模拟非相干光随传播距离的变化,得到传播不同距离后的光斑相干长度,并与(23)式的理论值进行比较,结果如图 8 所示。从图中可以看出随着传播距离的增加,非相干光源的相干长度也随之增加,模拟值与理论值符合得很好,误差最大值为 4.2%,表明该模型能够很好地模拟非相干光的传播。

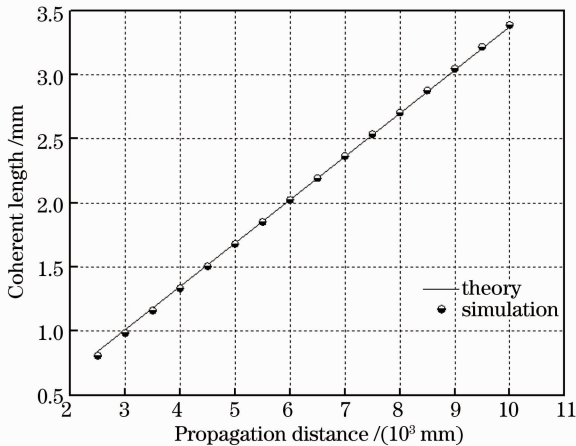


图 8 完全非相干光传播不同距离后的相干长度

Fig. 8 Coherent length of incoherent light after propagating different distances

### 3.3 光源的相干性及尺寸对样品处光斑尺寸的影响

分析了相干性能不同的光源传播相同距离后的

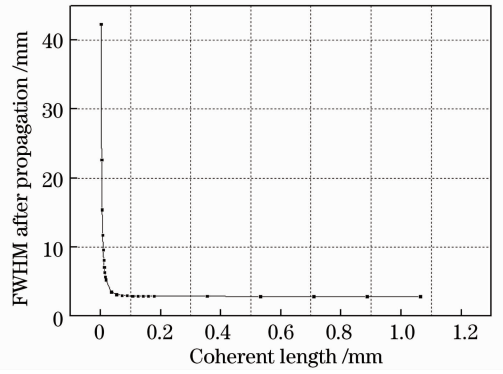


图 9 不同相干长度的光源传播 9 m 后的光斑尺寸

Fig. 9 Spot size after 9 m propagation of sources with different coherent lengths

光斑尺寸,如图 9 所示,横坐标表示光源的相干长度,纵坐标表示传播 9 m 后的光斑高斯分布的半峰全宽(FWHM)  $2.35\eta$ ,光源选高斯光斑,  $\eta_x = \eta_y = 0.03$  mm。从图 9 可以看出,随着光源相干长度的增大,样品处光斑尺寸不断减小,表明随着光源相干性的增加,其光束传播的准直性也随之增强,当光源相干长度大于 0.1 mm 并继续增加时,传播后的光斑尺寸趋近于一个稳定值。此时整个光源可以看作是一个完全相干光,在传播过程中样品处的光斑尺寸几乎不变,但是由于计算中选取的光源有限面积的衍射效应会造成传播后光斑的弥散,从而引起样品处光斑尺寸的缓慢增大。当增加计算中选取的光源有效面积时,样品处光斑的弥散效应会减弱,为此分析了完全相干光传播一定距离后光斑尺寸的变化,如图 10 所示。光源取高斯光斑  $\text{FWHM } 2.35\eta_x = 2.35\eta_y = 0.07$  mm,横坐标为不同的光源尺寸,计算其传播 9 m 之后光斑尺寸的变化。可以看出,随着光

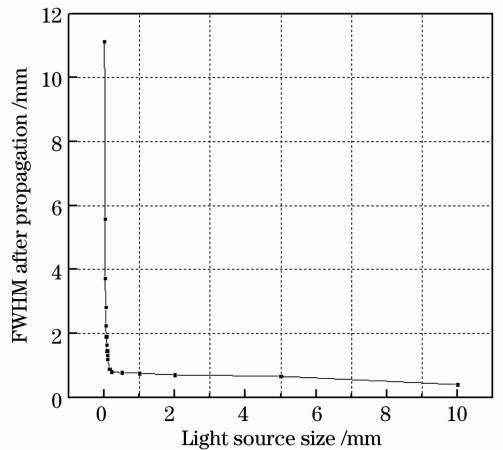


图 10 不同尺寸的完全相干光传播 9 m 后的光强分布

Fig. 10 Intensity distribution after 9 m propagation of totally coherent sources with different dimensions

源有效面积的增加,样品处的光斑不断减小,光强分布更加集中。当光源尺寸增大 0.2 mm,即高斯光斑 FWHM 的 3 倍左右时,样品处的光斑变化缓慢,此时光源的有限尺寸造成的衍射效应不再明显。

#### 4 上海光源软 X 射线干涉光刻线站的相干性

根据建立的模型研究了上海光源软 X 射线干涉光刻线站(XIL)的相干性能<sup>[16-18]</sup>。光束线光学原理示意图如图 11 所示,光源大小为  $363 \mu\text{m} \times 68 \mu\text{m}$ ,光子能量为 92.5 eV。光束线入口距光源点 20.05 m 处有一个四刀狭缝来定义整个束线的水平和垂直接收角<sup>[19]</sup>,且可根据需要调整。两块柱面镜分别将光在水平和垂直方向聚焦到出射狭缝处,出射狭缝作为次级光源,产生的相干光经过光栅掩模,在样品处形成干涉图样。

软 X 射线干涉光刻需要相干光才能形成高品质的干涉图样,但是相干性能只能根据曝光结果去定性分析,缺少理论工具做定量计算。利用互强度传播模型可以模拟干涉结果,从而对狭缝处 X 光的相干性能进行定量分析。

图 12(a)所示是在狭缝后 4.6 m 处用荧光靶测量的光斑形状(狭缝开口是  $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ ),可以看出,荧光靶上形成了非常好的衍射图样,表明 XIL 线站产

生了高性能的空间相干光。假设狭缝处的光是部分相干光,并且满足高斯分布,然后利用建立的模型对荧光靶上的衍射图样进行了拟合,如图 12(b)所示,拟合结果中的图样分布及条纹周期和实验结果符合较好,表明互强度传播模型适用于模拟软 X 光束线中部分相干光的传播。

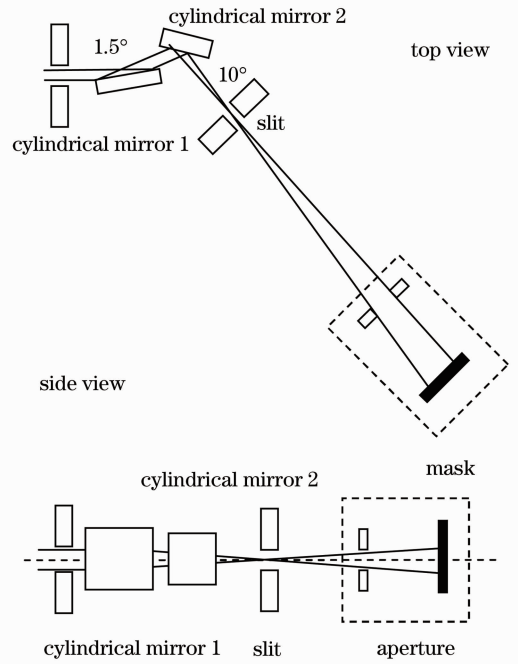


图 11 XIL 光束衍射示意图

Fig. 11 XIL beam line diffraction pattern

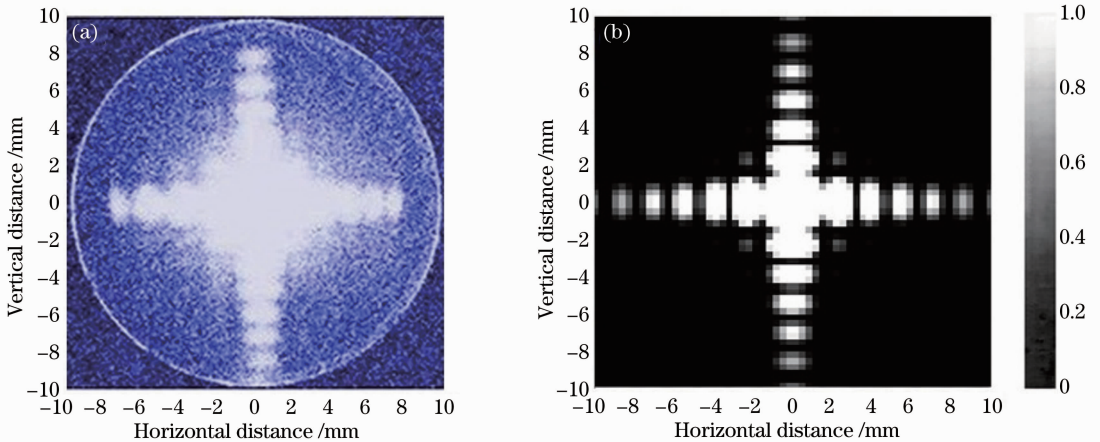


图 12 XIL 线站(a)衍射图样和(b)拟合结果

Fig. 12 XIL beamline (a) diffraction pattern and (b) simulation results

同时利用丝扫描(BPM)在狭缝后 4.6 m 测量了光斑的强度分布,以及模拟计算结果,如图 13 所示。从图中可以看出,模拟结果和实验结果符合得很好,而且根据模拟结果可以得出狭缝处光源的相干长度为 0.2 mm,狭缝边缘处与狭缝中心的相干

系数是 0.98,可以近似看作是完全相干光。

#### 5 结 论

从统计光学出发,采用互强度描述部分相干光,并采用离散化处理,引入合理近似,建立了部分相干

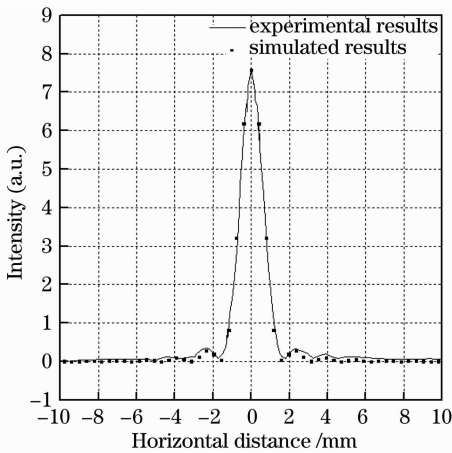


图 13 用 BPM 测得的衍射光强分布和模拟结果

Fig. 13 Diffraction intensity distribution measured by BPM and simulation results

光的传播模型。在此基础上定量研究了部分相干光的传播性质,包括光源的相干长度、传播距离等因素对传播后的波前相干性能的影响;并在上海光源软 XIL 进行了相干性实验,得到了部分相干光的衍射图样,利用建立的模型对实验结果进行了模拟,模拟结果与实验结果符合较好,并得出了光束线相干性能的定量分析结果。

### 参 考 文 献

- 1 G M Liu, H H Li, W Z Zhang, *et al.*. Commissioning of the SSRF storage ring [C]. Proceedings of EPAC08, 2008, 2079–2081.
- 2 M Katoh, Y Hori, S Asaoka, *et al.*. Commissioning of the photon factory with a high brilliance optics [C]. KEK Proc. 1998, 98(10): 271–273.
- 3 W B Colson, J W Lewellen, B Wilder, *et al.*. Free electron lasers in 2008 [C]. Proceedings of FEL08, 2004. 386–390.
- 4 C Welnak, G J Chen, F Cerrina. SHADOW: A synchrotron radiation and X-ray optics simulation tool [J]. Nucl Instrum Methods Phys Res, Sect A 1994, 347(1): 344–347.
- 5 M S Rio, N Canestrari, F Jiang, *et al.*. SHADOW3: a new version of the synchrotron X-ray optics modelling package [J]. J Synchrotron Radiat, 2011, 18(5): 708–716.
- 6 J Bahrtdt. Wavefront tracking within the stationary phase approximation [J]. Phys Rev ST Accel Beams, 2007, 10(6): 060701.
- 7 O Chubar, P Elleaume. Accurate and efficient computation of synchrotron radiation in the near field region [C]. Proceedings of the EPAC98 Conference, 1998. 1177–1179.

- 8 L Samoylova, A Buzmakov, G Geloni, *et al.*. Cross-platform wave optics software for XFEL applications [C]. SPIE, 2011, 8141: 81410A.
- 9 O Chubar, L Berman, Y S Chu, *et al.*. Development of partially-coherent wavefront propagation simulation methods for 3rd and 4th generation synchrotron radiation sources [C]. SPIE, 2011, 8141: 814107.
- 10 G Geloni, E Saldin, E Schneidmiller, *et al.*. Statistical Optics Approach to the Design of Beamlines for Synchrotron Radiation [R]. DESY, 2006, 06–037.
- 11 M Born, E Wolf. Principles of Optics [M]. (6thEd). New York: Pergamon PressLtd, 1986. 491–492.
- 12 J W Goodman. Statistical Optics [M]. Canada: Wiley Classics Library Edition, 2008. 140–167.
- 13 Hua Wenqiang, Bian Fenggang, Song Li, *et al.*. Fractional talbot effect of phase gratings illuminated by partially coherent synchrotron radiation [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(1): 0134001.
- 滑文强, 边风刚, 宋 丽, 等. 部分相干同步辐射照射下光栅分数塔尔博特效应[J]. 光学学报, 2013, 33(1): 0134001.
- 14 Tang Esheng, Zhu Peiping, Cui Mingqi, *et al.*. Coherence mode of synchrotron radiation [J]. Acta Optica Sinica, 1998, 18(12): 1640–1645.
- 唐鄂生, 朱佩平, 崔明启, 等. 同步辐射的相干模式[J]. 光学学报, 1998, 18(12): 1640–1645.
- 15 Wang Hua, Yan Shuai, Yan Fen, *et al.*. Research on spatial coherence of undulator source in Shanghai synchrotron radiation facility [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(14): 144102.
- 王 华, 闫 帅, 闫 芬, 等. 上海同步辐射装置波荡器光源空间相干性的研究[J]. 物理学报, 2012, 61(14): 144102.
- 16 Zhu Peiping, Tang Esheng, Cui Mingqi. Analyses of spatial coherence of X-ray beam from the synchrotron radiation [J]. Acta Optica Sinica, 1998, 18(2): 176–181.
- 朱佩平, 唐鄂生, 崔明启. 同步辐射 X 光束空间相干性的物理分析[J]. 光学学报, 1998, 18(2): 176–181.
- 17 Zhu Weizhong, Wu Yanqing, Chen Min, *et al.*. Optimized design of transmission grating used for 13.4 nm soft X-ray interference lithography [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(7): 1225–1230.
- 朱伟忠, 吴衍青, 陈 敏 等. 13.4 nm 软 X 射线干涉光刻透射光栅的优化设计[J]. 光学学报, 2008, 28(7): 1225–1230.
- 18 Zhu Weizhong, Wu Yanqing, Shi Peixiong, *et al.*. An optimized design of the XIL beam splitter grating combining advanced silicon etching with silicon oxidation technology [J]. Nuclear Techniques, 2008, 31(6): 415–419.
- 朱伟忠, 吴衍青, 史沛熊, 等. 基于高级硅刻蚀和硅氧化工艺的软 X 射线干涉光刻分束光栅的优化设计[J]. 核技术, 2008, 31(6): 415–419.
- 19 Zhu Yi, Xia Shaojian, Wang Naxiu, *et al.*. The design of white beam slits for insert device beamlines of SSRF [J]. Nuclear Techniques, 2007, 30(6): 481–485.
- 朱 毅, 夏绍建, 王纳秀, 等. 上海光源插入件光束线白光狭缝设计[J]. 核技术, 2007, 30(6): 481–485.

栏目编辑: 李文洁