

# 同步辐射光源的尺寸、散射角和中心亮度计算\*

陈龙康

(深 大学理学院物理系, 深 , 518060)

**摘 要** 同步辐射光源的尺寸、散角和中心亮度是装置的重要参数。着重讨论了同步光源的尺寸、散角和中心亮度的计算方法, 并给出了合肥同步辐射光源的结果。

**关键词** 光源尺寸 光源散角 中心亮度

**中图分类号** TN 248

同步辐射光源由于其突出的优越性, 在基础研究、应用研究和高科技开发的诸多领域有着极为广泛的应用。现在世界上已经建成约五十台专用同步辐射光源。我国于1989年建成的合肥国家同步辐射光源自1992年正式对外开放以来, 国内外用户云集, 取得大批重要成果<sup>[1]</sup>。本文着重讨论同步辐射光源的尺寸、散角和中心亮度, 并给出合肥同步光源的计算结果。

## 1 同步辐射谱

一束流强为  $I$ , 平行前进的电子, 经过一个  $\theta = s/\rho$  的弯段时所辐射光子的功率谱  $P(\lambda, \theta)$ 、光子数分布  $N(\lambda, \theta)$  和  $\Delta\lambda$  谱宽中光子数  $N_{\Delta\lambda}(\lambda, \theta)$ , 由下式确定<sup>[2]</sup>

$$\begin{cases} P(\varphi, \lambda, \theta) = 3.918 \times 10^{14} (\theta I)^8 / \rho^2 (\lambda/\lambda_c)^4 F(\lambda/2\lambda_c, \varphi) \\ N(\varphi, \lambda, \theta) = 8.263 \times 10^4 (\theta I)^8 / \rho (\lambda/\lambda_c)^3 F(\lambda/2\lambda_c, \varphi) \\ N_{\Delta\lambda}(\varphi, \lambda, \theta) = 3.461 \times 10^{15} (\Delta\lambda/\lambda_c) \theta I^2 (\lambda/\lambda_c)^2 F(\lambda/2\lambda_c, \varphi) \end{cases} \quad (1)$$

其中

$$\begin{cases} F(\lambda/2\lambda_c, \varphi) = F_{\parallel}(\lambda/2\lambda_c, \varphi) + F_{\perp}(\lambda/2\lambda_c, \varphi) \\ F_{\parallel}(\lambda/2\lambda_c, \varphi) = (1 + \gamma^2 \varphi^2)^2 K_{2/3}^2 [(\lambda/2\lambda_c) (1 + \gamma^2 \varphi^2)^{3/2}] \\ F_{\perp}(\lambda/2\lambda_c, \varphi) = \gamma^2 \varphi (1 + \gamma^2 \varphi^2) K_{1/3}^2 [(\lambda/2\lambda_c) (1 + \gamma^2 \varphi^2)^{3/2}] \end{cases} \quad (2)$$

式中  $\varphi$  是辐射的光子方向与电子运动方向的夹角,  $\rho$  为弯铁半径,  $\gamma$  为相对论因子,  $K_{1/3}$  和  $K_{2/3}$  为修正Bessel函数,  $\lambda_c$  为特征波长。Sokolov 和 Ternov 计算得出<sup>[3]</sup>, 在电子速度接近光速时, 平行极化光子数  $N_{\parallel}(\lambda)$  (电矢量平行于轨道平面) 约占总光子数  $N(\lambda)$  的 7/8, 垂直极化光子数  $N_{\perp}(\lambda)$  约占总数的 1/8, 该比例随  $\lambda$  略有变化, 如图 1 所示。(2) 式中的  $F_{\parallel}$  和  $F_{\perp}$  即分别代表了平行极化与垂直极化两种情况。在  $\lambda/\lambda_c = 10$  的范围内, 由图 2 可看出, 有

$$F_{\perp}(\lambda/2\lambda_c, \varphi) \approx e^{-\varphi^2/2\sigma^2} K_{2/3}^2(\lambda/2\lambda_c) \quad (3)$$

式中

$$\sigma = (0.565/\gamma) (\lambda/\lambda_c)^{0.425} \quad (4)$$

这样,

$$N_{\Delta\lambda}(\varphi, \lambda, \theta) = 3.461 \times 10^{15} (\Delta\lambda/\lambda_c) \theta I^2 (\lambda/\lambda_c)^2 K_{2/3}^2(\lambda/2\lambda_c) e^{-\varphi^2/2\sigma^2} \quad (5)$$

## 2 光源尺寸和散角的计算

以上公式是对一个电子, 或者是对一群并行前进的电子束流而言的。在实际的加速器中,

\* 1998年1月8日收到原稿, 1998年4月22日收到修改稿。  
陈龙康, 男, 1945年2月出生, 硕士, 副教授

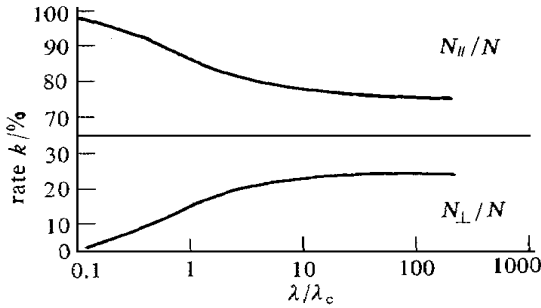


Fig 1 Percent of  $N_{||}/N$  and  $N_{\perp}/N$  polarized radiation vs  $\lambda/\lambda_c$

图1 同步辐射平行极化光子数  $N_{||}$ , 垂直极化光子数  $N_{\perp}$  所占比例与波长  $\lambda$  的关系

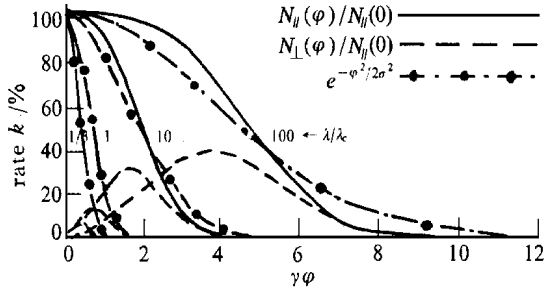


Fig 2 The comparison of  $N_{||}(\varphi)/N_{||}(0)$ ,  $N_{\perp}(\varphi)/N_{\perp}(0)$  and  $e^{-\varphi^2/2\sigma^2}$

图2  $N_{||}(\varphi)/N_{||}(0)$ ,  $N_{\perp}(\varphi)/N_{\perp}(0)$  与  $e^{-\varphi^2/2\sigma^2}$  的比较

电子要做横向自由振荡, 这种振荡使得束团内的电子的横向位置和运动方向各不相同, 而辐射光子的角分布是以电子运动方向为参考的。在稳定运行时, 电子按横向位置和运动方向有一个分布, 这种分布由磁结构所决定, 在不同的纵向位置( $s$ )上, 其分布也是不同的。因此, 电子束作为光源来说, 其性质不仅与三维几何空间有关, 而且与六维相空间有关。

若引出窗口弧长  $s$ , 在其任一部分  $ds$  中, 都有光发出, 发出的光子都有一定的角分布沿直线传输。如果我们把束团在  $s$  中发出的光子都传输到某一个横向平面上, 其结果就等于一个平面光源。一个平面光源的性质, 就可以用二个二维的相空间来加以描述。通常把引出窗口中点处的横截面作为等效光源所在的平面较为方便。

在稳定运行时, 束团在每一个纵向位置  $s$  处, 按其横向的位置和动量(运动方向)都有一个确定的分布。在  $\alpha = -\beta'/2 = 0$  的地方, (设  $s = s_1$ ), 束团具有正的相椭圆, 此时粒子分布函数为

$$f(x_1, x_1') = (1/2\pi\alpha_x \alpha_x') e^{-x_1'^2/2\alpha_x'^2 - x_1^2/2\alpha_x^2} \tag{6}$$

式中  $\alpha_x$  和  $\alpha_x'$  分别是正椭圆的两个半轴, 那么, 在  $s = s_2$  处, 束团中粒子的横向分布函数  $f(x_2, x_2')$  将是什么样子呢? 这个问题很容易回答, Liouville 定理告诉我们, 相空间密度不变。因此只要知道  $s_1$  和  $s_2$  之间的传输矩阵  $M(s_2/s_1)$ , 即可求得。

$$f(x_2, x_2') = (1/2\pi\alpha_x \alpha_x') \exp\{- (m_{11}x_2 + m_{12}x_2')^2/2\alpha_x^2 - (m_{21}x_2 + m_{22}x_2')^2/2\alpha_x'^2\} \tag{7}$$

此处要注意  $\alpha_x, \alpha_x'$  仍是正椭圆处 ( $s = s_1$ ) 的束团半宽度和半散度,  $m_{ij}$  为传输矩阵元。

在相空间  $dx, dx'$  中的元电流为  $d^2I = I_0 f(x, x') dx dx'$ , 该元电流在  $ds$  段中所辐射的光子数为

$$d^3N = N_{\Delta\lambda}(\varphi, \lambda) = 3.461 \times 10^{15} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{I_0 f(x, x')}{\rho} \gamma^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 F(\lambda, \varphi) dx dx' ds \tag{8}$$

对于观察者来说, 若光子的辐射方向为  $X'$ , 那么显然有  $\varphi = X' - x'$ 。因此, 在  $dx dx'$  中的元电流  $d^2I$  在  $ds$  段中辐射的方向  $dX'$  中的光子数为

$$d^4N = 3.461 \times 10^{15} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{I_0 f(x, x')}{\rho} \gamma^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 F(\lambda, X' - x') dx dx' ds dX' \tag{9}$$

下面需要考虑在  $ds$  段发出的光子, 到等效光源平面时的传输关系在垂直方向 ( $y, Y'$ ) 相空间和水平方向相空间 ( $x, X'$ ) 中是不一样的, 因为水平方向有一个弯转。这样, 我们就需

要分别加以考察。鉴于用户比较关心光源在垂直方向上的尺寸和散角, 所以我们主要考察  $y - Y'$  相空间中的情况。

在  $y - Y'$  相空间中, 电子和光子的传输都等效于在一个自由空间中的传输。假设等效平面取在引出窗口中点, 取为  $s = 0$ , 那么在  $s$  处在  $ds$  段中发出的光子, 其传输矩阵为

$$\begin{vmatrix} y_0 \\ Y_0' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & -s \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} y \\ Y' \end{vmatrix} \quad (10)$$

此式的意义是, 在  $s$  处发出的横向位置和方向为  $y$  和  $Y'$  的光子等效于在等效光源平面上横向位置和方向为  $y_0, Y_0'$  的光子。等效的意义是对观察者而言的。

把(10)式代入(9)式, 就得出在单位时间内,  $\Delta\lambda$  谱宽中  $ds$  段发出的在等效光源平面上坐标和方向为  $(y_0, Y_0')$  的光子数为

$$d^4N = 3.461 \times 10^{15} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 \frac{Y^2 L_0}{\rho} F(\lambda, Y_0' - y') f(y_0 + sY_0', y') dy_0 dy' dY_0' ds \quad (11)$$

现在我们计算平行极化的光子数, 并且用(5)式(11)式变成

$$d^4N = A(\lambda) I_0 f(y_0 + sY_0', y') (e^{-\Phi/2\sigma^2} / \sqrt{2\pi\sigma}) dy_0 dy' ds dY_0' \quad (12)$$

式中

$$A(\lambda) = 3.461 \times 10^{15} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 \frac{Y^2}{\rho} \sqrt{2\pi\sigma} K_{3/2}^2 \left(\frac{\Delta\lambda}{2\lambda}\right) \quad (13)$$

设离窗口中心处最近的一个  $\beta_y' = 0$  的点  $A$  位置为  $s_0$ , 为简便起见, 设在该段中没有四极铁, 那么由(7)式可知, 在窗口处任一点  $s$  处, 其粒子分布函数为

$$f(y, y') = \frac{1}{2\pi\sigma_y \sigma_{y'}} \exp \left[ -\frac{1}{2\sigma_y^2} \left[ y^2 - 2(s_0 + s)yy' + \frac{\sigma_y^2 + (s + s_0)^2 \sigma_{y'}^2}{\sigma_{y'}^2} y'^2 \right] \right]$$

代入(12)式得

$$d^4N = A(\lambda) \frac{I_0}{(2\pi)^{3/2} \sigma_y \sigma_{y'} \sigma} \exp \left\{ -\frac{1}{2\sigma_y^2} \left[ y^2 - 2(s_0 + s)yy' + \frac{\sigma_y^2 + (s + s_0)^2 \sigma_{y'}^2}{\sigma_{y'}^2} y'^2 \right] - \Phi/2\sigma^2 \right\} dy_0 dy' ds dY_0' \quad (14)$$

由(10)式,  $y = y_0 + sY_0'$  及  $\Phi = Y_0' - y'$  代入(14)式分别对  $y_0$  和  $y'$  积分, 得

$$d^2N = A(\lambda) [I_0 ds dY_0' / \sqrt{2\pi(\sigma^2 + \sigma_{y'}^2)}] e^{-Y_0'^2/2(\sigma^2 + \sigma_{y'}^2)} \quad (15)$$

该式与  $s$  无关。这说明辐射光子的角分布与  $s$  无关。这是理所当然的, 因为在垂直相平面中, 光子的辐射角在传输过程中不变, 即  $Y' = Y_0'$ , 所以其光子的角分布与  $s$  是无关的。(15)式再对整个引出窗口积分得

$$dN(Y_0') = A(\lambda) [2L I_0 dY_0' / \sqrt{2\pi(\sigma^2 + \sigma_{y'}^2)}] e^{-Y_0'^2/2(\sigma^2 + \sigma_{y'}^2)} \quad (16)$$

式中,  $L$  是引出窗口的半长度。由(16)式可见, 同步光源在垂直方向的半散角为  $\sqrt{\sigma^2 + \sigma_{y'}^2}$ 。以  $\sigma_{sy}$  表示光源垂直方向半散角, 则

$$\sigma_{sy} = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_{y'}^2} \quad (17)$$

为求光源尺寸, 则需由(14)式对  $y', y_0$  和  $s$  积分则得

$$dN(y_0) = A I_0 (2/\sqrt{2\pi\sigma}) \text{ef}(a, Y) dy_0 \quad (18)$$

式中  $\text{ef}(a, y) = \int_0^y \frac{d\alpha}{\cos\alpha} e^{-\frac{2}{\cos^2\alpha}}$ , 其中  $a = \frac{y_0}{b}$ ,  $Y = \tan^{-1} \frac{L\sigma}{b}$ ,  $b^2 = \sigma_y^2 + s_0^2 \sigma_{y'}^2$ 。注意到从长为  $2L$  的

窗口辐射的总光子数为  $2A I_0 L$ ，所以光子从等效光源平面上  $y_0$  处辐射出来的几率密度为

$$f(y_0) = (1/\sqrt{2\pi\sigma_y})ef(a, Y) \tag{19}$$

函数  $ef(a, Y)$  的图形示于图 3 上。从图上可以看出，如果我们把束团的均方半宽度  $\sigma_y$  类比于高斯分布时的情况，即降低到最大值的  $e^{-1/2}$  处的宽度，那么对于  $Y \geq 0.5$ ,  $\sigma_y = b$ ; 对于  $0.5 < Y < 1.0$ ,  $\sigma_y = 1.3b$ 。

在合肥同步辐射光源的 GPLS 模式中,  $Y = 0.127$ , 所以此时的  $\sigma_y = b$ ; 对 HBL S 模式, B<sub>1</sub> 铁处,  $Y = 0.768$  时,  $\sigma_y = 1.3b$ ; B<sub>2</sub> 铁处, 当  $Y = 0.32$  时,  $\sigma_y = b$ 。由(16)和(19)两式可得到:

$$d^2N(y_0, Y_0') = A(\lambda)I_0(dy_0dY_0'/\pi\sigma\sqrt{\sigma^2 + \sigma_y'^2})ef(0, Y)e^{-Y_0'^2/2(\sigma^2 + \sigma_y'^2)} \tag{20}$$

垂直相平面的中心密度为

$$d^2N(0, 0) = A(\lambda)I_0(dy_0dY_0'/\pi\sigma\sqrt{\sigma^2 + \sigma_y'^2})\ln\frac{\sqrt{L^2\sigma^2 + b^2} + L\sigma}{b} \tag{21}$$

当  $L\sigma \ll b$  时,  $d^2N(0, 0) = 2A(\lambda)I_0L(dy_0dY_0'/\pi\sigma\sqrt{\sigma^2 + \sigma_y'^2})$ , 中心几率密度

$$f(y_0 = 0, Y_0' = 0) = 1/2\pi\sigma\sqrt{\sigma^2 + \sigma_y'^2} \tag{22}$$

表1列出了几种重要波长的合肥同步光源的垂直半宽度和半散角。

表 1 合肥同步光源 GPLS 模式时的光源尺寸和散角(垂直方向)

Table 1 The size and the angle spreads of HLS ( $y - y'$  phase plane)

	$\lambda/\text{nm}$	$\sigma/\text{m rad}$	$\sigma_x/\text{mm}$		$\sigma_x'/\text{m rad}$		$\sigma_y/\text{mm}$		$\sigma_y'/\text{m rad}$		
			GPLS	HBL S	GPLS	HBL S	GPLS	HBL S	GPLS	HBL S	
B <sub>1</sub> window A	1	0.248	0.922	0.048	0.079	0.028	0.922	0.063	0.261	0.250	
	( $s_0 = 0.134\text{m}$ )	2.4	0.364	0.922	0.048	0.079	0.028	0.922	0.063	0.372	0.365
	$L = 0.134\text{m}$ )	10	0.670	0.922	0.048	0.079	0.028	0.922	0.063	0.675	0.670
	window B	1	0.248	0.922	0.048	0.079	0.028	0.923	0.062	0.261	0.250
(window B)	( $s_0 = 0.134\text{m}$ )	2.4	0.364	0.922	0.048	0.079	0.028	0.923	0.065	0.372	0.365
	$L = 0.134\text{m}$ )	10	0.670	0.922	0.048	0.079	0.028	0.923	0.065	0.675	0.670
	B <sub>2</sub> window A	1	0.248	0.281	0.147	0.240	0.0082	0.283	0.147	0.340	0.248
		( $s_0 = 0.134\text{m}$ )	2.4	0.364	0.281	0.147	0.240	0.0082	0.283	0.147	0.432
$L = 0.134\text{m}$ )		10	0.670	0.281	0.147	0.240	0.0082	0.339	0.191	0.712	0.670
window B		1	0.248	0.281	0.147	0.240	0.0082	0.304	0.147	0.340	0.248
(window B)	( $s_0 = 0.134\text{m}$ )	2.4	0.364	0.281	0.147	0.240	0.0082	0.304	0.147	0.432	0.364
	$L = 0.134\text{m}$ )	10	0.670	0.281	0.147	0.240	0.0082	0.334	0.176	0.712	0.670

### 3 光源中心亮度计算

为了要计算光源中心亮度还需考虑  $x - x'$  相平面中的情况。在  $x - x'$  相平面, 比起  $y - y'$  相平面要复杂一些。首先, 粒子的传输, 即使其间没有四极铁, 但由于二极铁的存在, 表达式要复杂一些。其次, 光子的传输虽然其本身仍是直线前进的, 但由于二极铁的存在, 坐标系本身是有一个曲率的, 因此光子的传输在坐标系中的表达式也要复杂一些。当然, 这里面没有原则性的困难, 只是计算上的烦易程度不同罢了。好在对广大用户来说, 主要关心的是同步光源在垂直方向上的尺寸和散角, 而不大在乎水平方向的性质。因此, 我们下面主要计算光源中心的亮度。

为了计算简便, 假设引出窗口中心处的  $\beta_x' = 0$ , 因此束团相椭圆即是正椭圆。一般来说, 引出窗口在 B 铁中。假设  $s/\rho$  为一级小量, 并注意到  $x_0$  和  $x_0'$  本身为一级小量, 略去二级以上

小量, 则粒子传输矩阵可写为

$$\begin{vmatrix} x \\ x' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x_0 \\ x_0' \end{vmatrix} \quad (23)$$

这就是说, 只要引出窗口较短, 粒子传输近似为直线传输。在B 铁中, 光子的传输如图4所示, 在取到一级小量的情况下则有:  $x_0 = x - sX' + s^2/2\rho$ ,  $X_0' = X' - s/\rho$ 。若与  $y - Y'$  相平面传输关系加以比较, 不难看出相当于作一个  $y_0 = y - sY' + s^2/2\rho$ ,  $Y_0' = Y' + s/\rho$  的代换。于是立即可

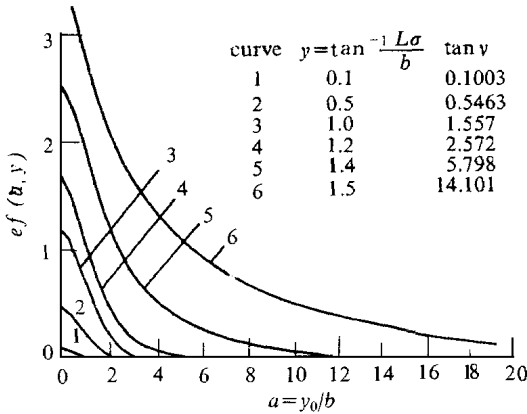


Fig 3  $ef(a, y)$  vs  $a$   
图3  $ef(a, y)$  与  $a$  的关系

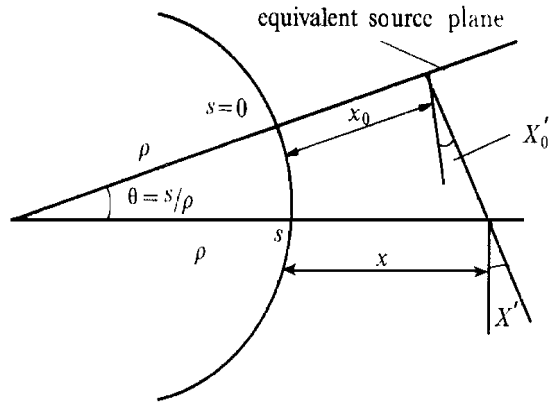


Fig 4 The photo transmission in  $x - X'$  phase plane  
图4  $x - X'$  相平面中的光子传输

以写出下列结果

$$d^4N = A(\lambda) I_0 \frac{dx_0 dx_0' dy_0 dy_0'}{(2\pi)^{3/2} \alpha_x \alpha_y} e^{-\frac{1}{2\alpha_x^2}[(x_0 + sx_0' + s^2/2\rho)^2 - 2s(x_0 + sx_0' + s^2/2\rho)x] - \frac{1}{2\alpha_y^2}(\alpha_x^2 + s^2\alpha_x^2)x^2 - (\alpha_0' + s/\rho - x)^2/2\sigma^2} \quad (24)$$

$$d^2N(0, 0) = A(\lambda) I_0 \frac{dx_0 dx_0'}{2\pi} \frac{ds}{L} e^{-\frac{4\alpha_x^2 s^2 + (\sigma^2 + \alpha_x^2)s^4}{8\rho^2 D^2}}, D^2 = (\sigma^2 + \alpha_x^2)\alpha_x^2 + s^2\sigma^2 \alpha_x^2 \quad (25)$$

一般有,  $\alpha_x^2 \gg (\sigma^2 + \alpha_x^2)L^2$ , 且因  $s < L$ , 所以可推得  $D \approx \sqrt{\sigma^2 + \alpha_x^2} \alpha_x$ , 这样(25) 式变为

$$d^2N(0, 0) = A(\lambda) I_0 \cdot \rho \cdot dx_0 dx_0' / \{ \sqrt{2\pi} \alpha_x \text{erf}(L / \sqrt{2\rho^2(\sigma^2 + \alpha_x^2)}) \} \quad (26)$$

其中  $\text{erf}(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-u^2} du$  为误差函数。(26) 式即为在  $x - X'$  相平面中心的辐射光子密度。

(26) 式与(22) 式结合, 即得等效光源平面中心的光子辐射密度

$$d^4N(x_0 = 0, y_0 = 0, X' = 0, Y' = 0) = A(\lambda) I_0 \cdot \rho \cdot [(dx_0 dx_0' dy_0 dy_0' / ((2\pi)^{3/2} \alpha_x \alpha_y \sqrt{\sigma^2 + \alpha_y^2}))] \text{erf}(L / \sqrt{2\rho^2(\sigma^2 + \alpha_x^2)}) \quad (27)$$

因此引出窗口中心亮度为

$$B_{y'} = \frac{d^4N(0, 0, 0, 0)}{dx_0 dx_0' dy_0 dy_0'} = A(\lambda) I_0 \rho \text{erf}(L / \sqrt{2\rho^2(\sigma^2 + \alpha_x^2)}) / [(2\pi)^{3/2} \alpha_x \alpha_y \sqrt{\sigma^2 + \alpha_y^2}] \quad (28)$$

在窗口长度很短的情况下(即  $L / \sqrt{2\rho^2(\sigma^2 + \alpha_x^2)} \ll 1$ ), 此时将  $\text{erf}(L / \sqrt{2\rho^2(\sigma^2 + \alpha_x^2)})$

$2/\sqrt{\pi} (L / \sqrt{2\rho^2(\sigma^2 + \alpha_x^2)})$  和  $A(\lambda)$  代入(28) 式, 得

$$B_r = \frac{3.461 \times 10^7 \mathcal{Y}^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 K_{2/3}^2 \left(\frac{\lambda}{2\lambda}\right) \cdot \sigma}{(2\pi)^{3/2} \alpha_x \alpha_y \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}} \frac{2L I_0}{\rho}, \text{ ph. /s } 1\% \text{ BW } (\text{mm})^2 (\text{m rad})^2 \quad (29)$$

由(29)式可知,在小窗口情况下,光源中心亮度与 $L$ 成正比。可以想象,如果 $L$ 足够大,由于 $B$ 铁的弯曲,光源中心亮度将不会随着 $L$ 的增加而增大,而是大体上应与 $L$ 无关。容易证明此时光源中心亮度为

$$B_r = \frac{3.461 \times 10^7 \mathcal{Y}^2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 \cdot K_{2/3}^2 \left(\frac{\lambda}{2\lambda}\right) \cdot \sigma \cdot I_0}{2\pi \alpha_x \alpha_y \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}}, \text{ ph. /s } 1\% \text{ BW } (\text{mm})^2 (\text{m rad})^2 \quad (30)$$

确实与 $L$ 无关。对于合肥同步辐射光源,  $\rho = 2.222 \text{ km}$ ,  $\mathcal{Y} = 1550$ ,  $\lambda = 2.4 \text{ nm}$ ,  $I_0 = 0.3 \text{ A}$ , 即可算得特征波长处中心亮度 $B_r$ , 结果列于表2中。

表2 合肥同步辐射光源的散角和中心亮度

Table 2 The brightness of the center of HLS

mode	magnet	$\alpha_x/\text{mm}$	$\alpha_y/\text{mm}$	$\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}/\text{m rad}$	$B_r$
HBL S	B <sub>1</sub>	0.056	0.048	0.365	$2.26 \times 10^{15}$
	B <sub>2</sub>	0.102	0.147	0.365	$3.91 \times 10^{14}$
GPL S	B <sub>1</sub>	0.402	0.922	0.372	$1.55 \times 10^{13}$
	B <sub>2</sub>	0.820	0.281	0.432	$2.12 \times 10^{13}$

## 参考文献

- 1 何多慧等. 合肥国家同步辐射光源的现状与未来. 深. 大学学报, 1997, 14(1)
- 2 Green G K. Spectra and Optics of Synchrotron Radiation. BNL 50522, 1976
- 3 Aokoiov A A and Tornov IM. Synchrotron Radiation. Pergamon Press, 1968

# CALCULATION OF A FEW PARAMETERS OF HEFEI SYNCHROTRON LIGHT SOURCE

Chen Longkang

Department of Physics, Shenzhen University, 518060

**ABSTRACT** The size, angle spread and the brightness of the center of the synchrotron radiation light sources are very important to the users. Some properties and the calculation of the size, angle spread and the brightness of the center of the synchrotron light source are discussed in detail. The results of Hefei Synchrotron Light Source are given.

**KEY WORDS** size of the light source, angle spread, brightness of the center