

# 基于汤姆逊散射的 X 射线光源的物理问题研究

黄文会<sup>1)</sup> 何小中 黄刚 唐传祥 林郁正

(清华大学工程物理系 北京 100084)

**摘要** 针对汤姆逊散射 X 射线光源, 推导了任意散射角下出射 X 射线的时域结构、产额, 分析了位置和同步偏差、发射度、能散等非理想因素的影响。

**关键词** 汤姆逊散射 任意散射角 脉冲长度 光子产额 非理想因素

## 1 引言

近年来, 基于汤姆逊散射的新型 X 光源在国际上获得迅速发展. 它利用高功率的脉冲激光束与高亮度的相对论电子束以一定角度相互作用, 发生汤姆逊散射 (Thomson Scattering) 来产生高峰值亮度, 而波长被大大压缩的准单能 X 射线. 这种光源产生的 X 射线可具有亚皮秒级的时间结构, 与物质内部原子振荡周期相当, 可以提供超快过程的动力学演变的信息, 被认为是最有希望具有超高亮度的下一代光源之一<sup>[1]</sup>, 在生物、物理、材料、光化学工程以及医学上有广泛的应用前景.

相对论电子散射激光光子产生 X 射线的思想早在 60 年代就被提出了<sup>[2,3]</sup>, 但未得到发展. 直到 90 年代, 由于加速器技术的成熟, 太瓦激光器的突破性发展, 使得这种基于汤姆逊散射的构想才有可能成为通往超短脉冲、高亮度、紧凑型光源的新途径. 1994 年, 美国海军实验室 (NRL) 的 A. Ting 等人对汤姆逊散射产生 X 射线作了原理验证性的实验<sup>[4]</sup>, 他们采用了激光束与电子束成 172° 角的近正对散射方式, 观察到了 16—35eV 的 X 射线信号. 1995 年, 伯克利国家实验室 (LBNL) 的 R. W. Schoenlein 等人采用激光束与电子束垂直散射方式<sup>[5]</sup>, 由于激光脉冲长度为 100fs, 同时压缩电子束的横行尺寸 ( $\sim 90\mu\text{m}$ ), 因此激光束与电子束的作用时间大大减少, 最终获得了 300fs, 30keV (4nm) 的 X 射线, 这立

即引起国际的普遍关注. 美国和日本的联合小组在布鲁克海文国家实验室 (BNL)<sup>[6,7]</sup>、日本东京大学和 KEK<sup>[8]</sup>、日本住友公司<sup>[9]</sup> 等都纷纷对汤姆逊散射产生短脉冲 X 射线进行了原理验证性实验. 由于产生的 X 射线具有优越的时间和空间结构、准单色性、波长可调等特点, 所以很多研究机构, 如日本住友公司<sup>[10]</sup>、美国范德比尔特大学<sup>[11]</sup>、洛斯-阿拉莫斯国家实验室<sup>[12]</sup> 都积极计划建造这种基于汤姆逊散射的超短脉冲 X 射线光源装置.

国内在此领域的相关技术逐渐成熟, 清华大学工程物理系计划开展这方面的相关研究. 目前国际上对汤姆逊散射光源产生的 X 射线的理论计算主要针对正对和垂直散射<sup>[13,14]</sup> 进行, 并且作了一些理想的假设. 在这种光源中, 散射角的改变是调整出射 X 射线波长的方法之一, 同时激光束和电子束的尺寸都被压缩得很小, 位置和同步偏差对 X 射线性能的影响会很大, 因此本文推导了考虑电子束和激光束的位置和同步偏差的任意散射角下出射的 X 射线特性, 并对不同的非理想因素的影响作了初步讨论.

## 2 任意角度汤姆逊散射

汤姆逊散射就是低能激光光子 ( $\gamma\hbar\omega_L \ll m_e c^2$ ,  $\omega_L$  为激光频率,  $\gamma$  为电子相对论因子,  $m_e c^2$  为电子静止能量) 以角度  $\alpha$  被相对论电子散射, 在电子前

2003-06-24 收稿, 2003-08-11 收修改稿

1) E-mail: huangwh@mail.tsinghua.edu.cn

进方向产生 X 射线的过程,如图 1 所示. 激光束的强弱可以用场的矢量势的归一化振幅来描述

$$a_0 = 0.85 \times 10^{-9} [I(\text{W}/\text{cm}^2)]^{1/2} \lambda_0 (\mu\text{m}), \quad (1)$$

其中  $I$  为激光的功率密度,  $\lambda_0$  为激光波长. 当  $a_0 \ll 1$  时, 汤姆逊散射发生在线性范围, 只有基频的 X 射线产生; 当  $a_0 \geq 1$  时, 散射发生在非线性范围, 除基频外, 还有高次谐波产生. 本文只考虑线性汤姆逊散射.

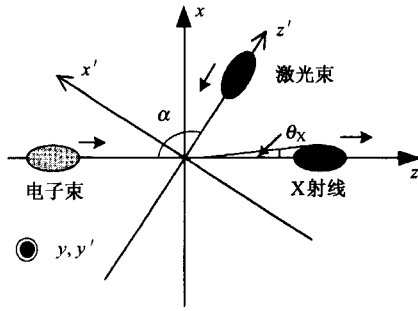


图 1 汤姆逊散射原理示意图

对于线性汤姆逊散射, 根据量子电动力学<sup>[15]</sup>得到的自由电子汤姆逊散射的非极化微分截面与相对论变换关系, 可以得到相对论电子的非极化微分截面为

$$\frac{d\Sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{(1 + \beta^2)(1 + \cos^2 \theta_x) - 4\beta \cos \theta_x}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_x)^4}, \quad (2)$$

这里  $\theta_x$  为 X 射线光子的出射角,  $\beta$  为电子的相对速度,  $r_0$  为电子经典半径. (2) 式表明, 对于强相对论电子 ( $\beta \sim 1$ ), 由于洛伦兹压缩, X 射线光子集中在非常小的角度, 具有很好的前向性. 利用  $\theta_x \ll 1$ , 微分截面近似为

$$\frac{d\Sigma}{d\Omega} \approx 4r_0^2 \gamma^2 \frac{1 + \gamma^4 \theta_x^4}{(1 + \gamma^2 \theta_x^2)^4}, \quad (3)$$

进一步对  $d\Omega$  积分, 就得到汤姆逊散射截面  $\Sigma = 8\pi r_0^2/3$ . 根据能量和动量守恒, 出射 X 射线光子的能量与激光光子的能量  $E_L$  的关系为

$$E_x \approx \frac{2\gamma^2}{1 + \gamma^2 \theta_x^2} (1 - \cos \alpha) E_L. \quad (4)$$

假设电子束和激光束都满足高斯分布, 采用图 1 所示的坐标系: 电子束沿  $z$  方向运动, 激光束在自身的坐标系  $x', y', z'$  ( $y$  与  $y'$  重合) 中沿  $-z'$  方向运动,  $z$  与  $-z'$  的夹角为散射角  $\alpha$ . 假设激光束的瑞利长度远大于脉冲长度, 那么激光束在  $x', y', z'$  坐标系中的强度分布为

$$\rho_l = \frac{n_l}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{lx} \sigma_{ly} \sigma_{lz}} \times$$

$$\exp \left[ -\frac{(x' - x'_{l0})^2}{2\sigma_{lx}^2} - \frac{(y' - y'_{l0})^2}{2\sigma_{ly}^2} - \frac{(z' - z'_{l0} + ct)^2}{2\sigma_{lz}^2} \right], \quad (5)$$

其中  $\sigma_{lx}, \sigma_{ly}, \sigma_{lz}$  和  $x'_{l0}, y'_{l0}, z'_{l0}$  分别为激光束在  $x', y', z'$  方向的 rms 尺寸和位置偏差,  $n_l$  为总的光子数. 由图 1, 两个坐标系的变换关系为

$$x' = -x \cos \alpha - z \sin \alpha, y' = y, z' = x \sin \alpha - z \cos \alpha, \quad (6)$$

假设电子在作用点附近的自由振荡波长远大于束团长度, 那么电子的运动可以认为是平行于  $z$  轴的, 即

$$x = x_e, y = y_e, z = z_e + ct, \quad (7)$$

由(5)–(7)式可以得到一个电子在  $dz$  距离内  $d\Omega$  方向上所产生的 X 射线光子的数目:

$$\frac{dn_x^s}{dz d\Omega} = \frac{2n_l \sin \alpha / 2}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{lx} \sigma_{ly} \sigma_{lz}} \frac{d\Sigma}{d\Omega} \times \exp \left[ -\frac{(x_e \cos \alpha + z \sin \alpha + x'_{l0})^2}{2\sigma_{lx}^2} - \frac{(y_e - y'_{l0})^2}{2\sigma_{ly}^2} - \frac{(z - z_e - z \cos \alpha + x_e \sin \alpha - z'_{l0})^2}{2\sigma_{lz}^2} \right], \quad (8)$$

对  $dz, d\Omega$  积分, 就是一个电子所散射的光子数目  $n_x^s$ . 由于洛伦兹压缩, 这些光子是在极短的时间内产生的, 可以非常好地近似认为它们是同时散射出来的. 电子束的分布为

$$\rho_e = \frac{n_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{ex} \sigma_{ey} \sigma_{ez}} \times \exp \left[ -\frac{(x_e - x_{e0})^2}{2\sigma_{ex}^2} - \frac{(y_e - y_{e0})^2}{2\sigma_{ey}^2} - \frac{(z_e - z_{e0})^2}{2\sigma_{ez}^2} \right], \quad (9)$$

其中  $\sigma_{ex}, \sigma_{ey}, \sigma_{ez}$  为电子束在  $x, y, z$  方向的 rms 尺寸,  $n_e$  为总的电子数. 那么体积元  $dx_e dy_e dz_e$  内的电子在观察点处单位时间  $d\Omega$  方向上产生的光子数为

$$\frac{dn_x}{dt dx_e dy_e dz_e d\Omega} = \frac{dn_x^s}{d\Omega} \delta(z_e + ct) \frac{n_e}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{ex} \sigma_{ey} \sigma_{ez}} \times \exp \left[ -\frac{(x_e - x_{e0})^2}{2\sigma_{ex}^2} - \frac{(y_e - y_{e0})^2}{2\sigma_{ey}^2} - \frac{(z_e - z_{e0})^2}{2\sigma_{ez}^2} \right], \quad (10)$$

将上式对  $x_e, y_e, z_e$  积分, 经过繁杂的数学处理, 可以得到出射 X 射线的时间结构信息

$$\frac{dn_x}{dt d\Omega} = C \exp \left( -\frac{(t + t_{off})^2}{2\sigma_T^2} \right), \quad (11)$$

其中  $C, t_{off}, \sigma_T$  分别为出射 X 射线脉冲的光子数目、峰值位置和均方根长度

$$C = \frac{n_e n_1}{\sigma_{ez} \sqrt{4\pi^3 (\sigma_{ey}^2 + \sigma_{ly}^2) [(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)\sigma_{lz}^2]} \frac{d\Sigma}{d\Omega} \exp\left(-\frac{(y_{e0} - y'_{l0})^2}{2(\sigma_{ey}^2 + \sigma_{ly}^2)} - \frac{[(z_{e0} + z'_{l0})\cos(\alpha/2) - (x_{e0} - x'_{l0})\sin(\alpha/2)]^2}{(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)(\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2)}\right)}, \quad (12)$$

$$t_{\text{off}} = \frac{[(x_{e0} - x'_{l0})\sin\alpha - z'_{l0}(1 + \cos\alpha)]\sigma_{ez}^2 + z_{e0}[(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)\sigma_{lz}^2]}{c[(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)(\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2)]}, \quad (13)$$

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{ez} \sqrt{(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)\sigma_{lz}^2}}{c \sqrt{(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)(\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2)}}, \quad (14)$$

对垂直和正对散射结构,上式简化为

$$\sigma_T(\alpha = 90^\circ) = \frac{\sigma_{ez} \sqrt{\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2 + \sigma_{lz}^2}}{c \sqrt{\sigma_{ex}^2 + \sigma_{ez}^2 + \sigma_{lx}^2 + \sigma_{lz}^2}}, \quad (15)$$

$$\sigma_T(\alpha = 180^\circ) = \sigma_{ez}/c, \quad (16)$$

这正是人们广泛采用的公式<sup>[7,8,12]</sup>. 将式(11)对时间  $t$  积分,就可以得到出射 X 射线光子在  $d\Omega$  方向上的产额:

$$\frac{dn_X}{d\Omega} = C_{\text{off}} \frac{n_e n_1}{\sqrt{2\pi}} \frac{d\Sigma}{d\Omega} \frac{1}{\sqrt{(\sigma_{ey}^2 + \sigma_{ly}^2) [(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)(\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2)]}}, \quad (17)$$

$$C_{\text{off}} = \exp\left(-\frac{(y_{e0} - y'_{l0})^2}{2(\sigma_{ey}^2 + \sigma_{ly}^2)} - \frac{[(z_{e0} + z'_{l0})\cos(\alpha/2) - (x_{e0} - x'_{l0})\sin(\alpha/2)]^2}{(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)(\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2)}\right), \quad (18)$$

其中  $C_{\text{off}}$  代表了由于电子束、激光束位置和同步偏差引起的 X 射线产额的降低. 对所有的出射方向  $d\Omega$  积分,就是任意散射角下的 X 射线的总产额:

$$n_X = C_{\text{off}} \frac{n_e n_1}{\sqrt{2\pi}} \Sigma \frac{1}{\sqrt{(\sigma_{ey}^2 + \sigma_{ly}^2) [(1 - \cos\alpha)(\sigma_{ex}^2 + \sigma_{lx}^2) + (1 + \cos\alpha)(\sigma_{ez}^2 + \sigma_{lz}^2)]}}. \quad (19)$$

以 BNL 的汤姆逊散射实验<sup>[7]</sup>为例,它采用正对散射结构,每脉冲获得了  $2.9 \times 10^7$  个 X 射线光子. 根据(19)式,假设  $C_{\text{off}} = 1$ , 计算得到的 X 射线产额为  $8.8 \times 10^7$ , 两者在量级上是符合的,存在的偏差是由于未考虑了各种非理想因素,如位置和同步误差、发射度、能散等的影响. 文献[8,16]根据辐射功率给出的 X 射线产额的公式为

$$n_X = 4 \times 10^3 \frac{n_e J}{Z_R [\mu\text{m}]}, \quad (20)$$

其中  $Z_R = \pi r_0^2 / \lambda_0$  为瑞利长度,  $r_0$  为激光光斑半径,  $J$  为激光脉冲能量. 根据(20)式计算得到的产额为  $n_X = 4.2 \times 10^9$ . 因此(19)式比(20)式更好地符合实验结果.

### 3 非理想因素的影响

汤姆逊散射的理论研究中,一般都假设电子束、激光束的发射度、能散为零,并认为散射是以最大的重叠体积进行. 但是实际的束流都不是这种理想的状态,这些因素如何影响出射 X 射线的性质,对于汤姆逊散射装置的设计是非常重要的课题. 本节将讨论位置和同步偏差、发射度、能散对 X 射线特性

的影响. 表 1 给出的是典型的汤姆逊散射装置的参数,下面的讨论主要基于这些参数.

表 1 典型汤姆逊散射装置的电子束、激光束参数

波长/ $\mu\text{m}$	0.8	能量/MeV	100
峰值功率/TW	20	电荷量/脉冲/nC	1.0
脉冲长度/fs	30	脉冲长度/ps	1.0
斑点尺寸/ $\mu\text{m}$	50	归一化 RMS 发射度/mm·mrad	$3\pi$
功率密度/ $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$	$8 \times 10^{17}$	横尺寸/ $\mu\text{m}$	50

#### 3.1 位置和同步偏差的影响

为了获得高亮度的超短 X 射线脉冲,汤姆逊散射装置中的电子束、激光束的横向、纵向尺寸都被压缩得非常小,这使得两束团的横向位置和纵向同步的偏差对 X 射线品质产生很大的影响. 公式(13)给出了这些偏差导致的 X 射线脉冲的峰值位置的改变  $t_{\text{off}}$ , 因为散射发生在  $xz(x'z')$  平面,所以它只依赖于  $x, z(x', z')$  方向的偏差. 将(13)式分解为分别线性依赖于  $(x_{e0} - x'_{l0}), z'_{l0}, z_{e0}$  的三项,根据表 1 的参数,同时假设  $(x_{e0} - x'_{l0}) = 50 \mu\text{m}, z'_{l0}/c = 15 \text{fs}, z_{e0}/c = 0.5 \text{ps}$ , 图 2(a)给出 X 射线脉冲长度及三项峰值偏移随散射角的变化,实际的峰值偏移可以根据图中数

据和实际位置偏差按比例叠加. 如图 2 所示, 上述三项峰值偏差都随散射角的增加而增大, 在糟糕的条件下(三项产生同方向的移动), 峰值偏移会超过脉冲长度, 这在激励-探测(pump-probe)类型的实验中, 将严重破坏同步条件.

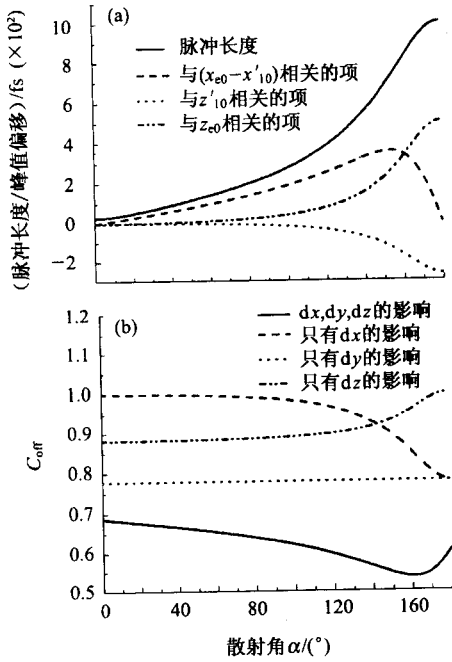


图 2 位置和同步偏差(a)对峰值位置的影响(b)产额的影响

公式(18)是位置和同步偏差引起产额降低的幅度  $C_{off}$ , 因为电子束、激光束在  $x, y, z$  方向的相对位置偏差的大小描述了它们的重叠程度, 所以  $C_{off}$  依赖于  $dx = x_{oe} - x'_{oi}, dy = y_{oe} - y'_{oi}, dz = z_{oe} + z'_{oi}$  (激光束沿  $-z'$  方向运动). 取  $|dx| = 50\mu\text{m}, |dy| = 50\mu\text{m}, |dz/c| = 0.5\text{ps}$ , 图 2(b) 给出了它们各自对产额降低的影响程度, 可以看到, 在糟糕的组合情况( $dz$  与  $dx$  异号), 对不同散射结构, 产额降低为理想条件下的 50%—70%.

为减少这些影响, 必须通过控制和校正系统降低电子束、激光束的位置和同步抖动, 使两束有最大程度的重叠, 这是汤姆逊散射装置中必须解决的技术问题.

### 3.2 发射度的影响

在汤姆逊散射装置的作用点处, 束团的横向尺寸被大大压缩, 这使得束团发射度的影响主要表现为散角的影响. 实验室坐标系中以方向  $(\theta_0, \phi_0)$  运动的电子在与电子运动方向成  $(\theta', \phi')$  角度的方向出射的 X 射线光子将落在实验室坐标系中  $(\theta, \phi)$  的观察方向, 坐标旋转公式和小角度近似给出

$$\theta'^2 = \theta^2 + \theta_0^2 - 2\theta\theta_0\cos\phi, \quad (21)$$

假设电子束关于  $x, y$  方向的散角为具有相同方差的高斯分布, 由式(21), (3)用数值积分方法可以计算不同发射度下(其余用表 1 参数), 散角对 X 射线角向分布的影响, 如图 3(a) 所示, 角向分布的变化主要发生在  $\theta_x = 0$  附近, 发射度为  $3\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$  与理想情况(零发射度)相比, 没有明显变化, 发射度为  $6\pi$  时减少 3%, 发射度为  $10\pi$  时减少很多, 达 22%.

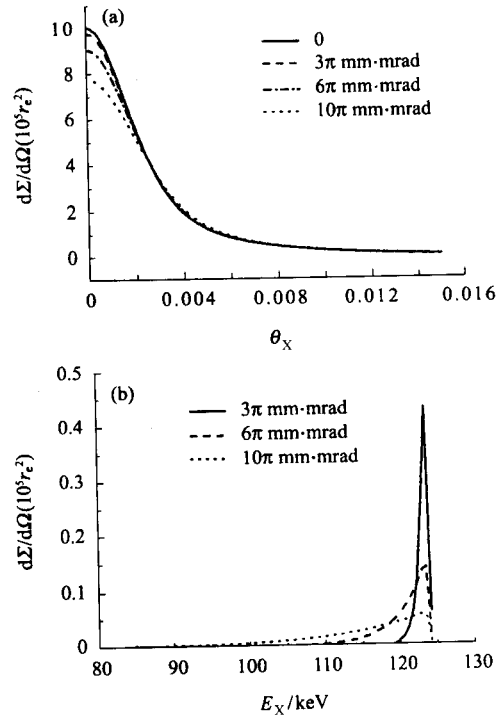


图 3 电子束散角对出射 X 射线(a)角分布的影响(b)能谱分布的影响

电子束和激光束的散角还会改变有效的汤姆逊散射角, 破坏(4)式所确定的  $E_x$  和  $\theta_x$  的单体对应关系, 增加出射方向的能谱宽度. 对于波长为  $\lambda_1$ 、斑点半径为  $r_0$  的激光束, 由衍射限确定的散角为  $\theta_1 = \lambda_1/4\pi r_0$ , 以表 1 参数为例, 激光束的散角与电子束的散角在同量级, 但是由于洛伦兹压缩, 激光束的散角对能散的贡献比电子束的小得多, 因此只从能散的角度, 改变激光束的斑点尺寸(也就是散角), 影响不是特别大. 对于垂直散射结构, 图 3(b) 给出了包含激光束散角影响(采用表 1 参数), 不同电子束发射度条件下, 轴向出射 X 射线的能谱分布: 发射度为  $6\pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$  时能量分散已经比较大. 同时由于发射度使有效散射角略大于  $90^\circ$ , 在略高于峰值能量的右侧有少量的 X 射线光子分布.

### 3.3 能散的影响

为了获得超短 X 射线脉冲, 一般采用飞秒级激

光束. 由测不准原理, 对于脉冲长度为  $\tau_1$  的激光束, 其频谱宽度为  $\Delta E_1/E_1 = \lambda_1/4\pi c\tau_1$ , 即激光束长度越短激光频散越大. 因此除发射度外, 电子束和激光束的能散也是 X 射线能谱增宽的主要来源. 根据 (4) 式, 出射 X 射线的能散  $\Delta E_x/E_x$  满足

$$\Delta E_x/\Delta E_x = [(2\Delta E_e/E_e)^2 + (\Delta E_1/E_1)^2 + (\Delta E_e/E_e)^2 + (\Delta E_\theta/E_\theta)^2]^{1/2}, \quad (22)$$

其中  $\Delta E_e/E_e$  为束团发射度引起的能散,  $\Delta E_\theta/E_\theta$  为收集方向不为零引起的能散. 在上述能散的 4 个来源中, 前两项是对称地增宽能谱, 而后两项只是使能谱向低能端延伸, 导致能谱的不对称和峰值的移动.

## 4 总结

本文推导了任意散射角下出射 X 射线的时间结构和光子产额. 用数值方法分别研究了电子束和激光束的发射度、能散以及位置和同步偏差对 X 射线特性的影响, 由于这些因素比较多而且互相牵连, 它们的综合影响需要模拟程序来研究. 同时上述讨论都是在线性汤姆逊散射的假设 ( $a_0 \ll 1$ ) 下得到的. 随着太瓦激光器的发展, 目前激光场的强度可以达到  $a_0 \sim 1$  甚至更高的水平, 因此非线性汤姆逊散射的效应变得不能忽略. 这些将是下一步研究的课题.

## 参考文献 (References)

- 1 Recommendations of Basic Energy Sciences Advisory Committee (BESAC) Panel on Novel, Coherent Light Sources <http://www.er.doe.gov/production/bes/BESAC/pubs.html>
- 2 Arutyunian F R, Tumanian V A. Phys. Lett., 1963, **4**: 176—178
- 3 Milburn R H. Phys. Rev. Lett., 1963, **10**: 75—77
- 4 Ting A et al. J. Appl. Phys., 1995, **78**: 575—577
- 5 Schoenlein R W et al. Science, 1996, **274**: 236—238
- 6 Kashiwagi S et al. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., 2000, **A455**: 36—40
- 7 Pogorelsky I V et al. Phys. Rev. ST AB, 2000, **3**: 090702
- 8 Uesaka M et al. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., 2000, **A455**: 90—98
- 9 Yorozu M et al. Jpn. J. Appl. Phys., 2001, **40**: 4228—4232
- 10 Endo A. A Compact Laboratory Femtosecond X-ray Source based on Precision Control of Electron Photon Collisions, Workshop on Femtosecond X-Ray Science, Berkeley, 2000
- 11 [http://www.exploration.vanderbilt.edu/news/news\\_fel\\_monox\\_nsv.htm](http://www.exploration.vanderbilt.edu/news/news_fel_monox_nsv.htm); <http://www.mxsystems.com/>
- 12 [http://www-physics.llnl.gov/Organization/HDivision/Research/LINAC/LINAC\\_Facility\\_Virtual\\_Tour/LINAC\\_Facility\\_Virtual\\_Tour/Laser\\_Electron/Laser\\_Electron.html](http://www-physics.llnl.gov/Organization/HDivision/Research/LINAC/LINAC_Facility_Virtual_Tour/LINAC_Facility_Virtual_Tour/Laser_Electron/Laser_Electron.html)
- 13 Kim K J et al. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., 1994, **A341**: 351—354
- 14 YANG J et al. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., 1999, **A428**: 556—569
- 15 MA Bo-Qiang et al. Quantum Electrodynamics. Beijing: Peking University Press, 2001. 156—166 (in Chinese)  
(马伯强等. 量子电动力学. 北京: 北京大学出版社, 2001. 156—166)
- 16 Esarey E et al. Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., 1993, **A331**: 545—549

## Preliminary Study of X-Ray Source Based on Thomson Scattering

HUANG Wen-Hui<sup>1)</sup> HE Xiao-Zhong HUANG Gang TANG Chuan-Xiang LIN Yu-Zheng

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

**Abstract** The formulas for the pulse length and number of photons of X-ray based on linear Thomson scattering of intense laser beam by highly relativistic electron beam at arbitrary interaction angles are deduced. The effects of position and synchronization error are calculated from these results. Some other nonideal factors, such as energy spread, beam emittance, are also discussed.

**Key words** Thomson scattering, arbitrary interaction angles, pulse length, photon flux, nonideal factors