

Laser optics in inverse Compton scattering

陈姗红

2022.06.14

Outline

Beam energy calibration require:

- Position of the main electron beam
- Position of The scattered electron with the least energy
- Position of the scattered photons



The spatial distribution of the scattered photons

CAIN

这里首先介绍一个名为CAIN的程序，这是利用蒙特卡罗方法计算**电子、正电子、光子相互作用**的模拟计算程序。CAIN程序的原型是1984年K.Yokoya开发的程序代码，用于计算正负电子对撞机中束流作用的模拟。之后加入了光子，计算电子光子、正电子光子、光子光子相互作用，最后发展成为现在CAIN程序，是用Fortran语言编写的。其中计算的相互作用就包括电子与光子的汤姆逊散射的模拟部分。

总的来说，CAIN程序计算汤姆逊散射过程的思路是，**将电子束分为若干个宏粒子**（或者直接从文件中读取电子束的宏粒子分布），对**每个宏粒子与激光的散射过程**进行模拟。模拟的过程中，根据X射线散射光子的产生概率进行蒙特卡罗计算，判断是否产生X射线光子。如果产生X射线光子，则进一步根据X射线光子的分布概率进行抽样，**得到**产生的X射线**光子的角度、能量**等参数，再进一步计算散射光子的极化方向，**最终电子的动量、能量、极化方向**等参数。

Laser optics

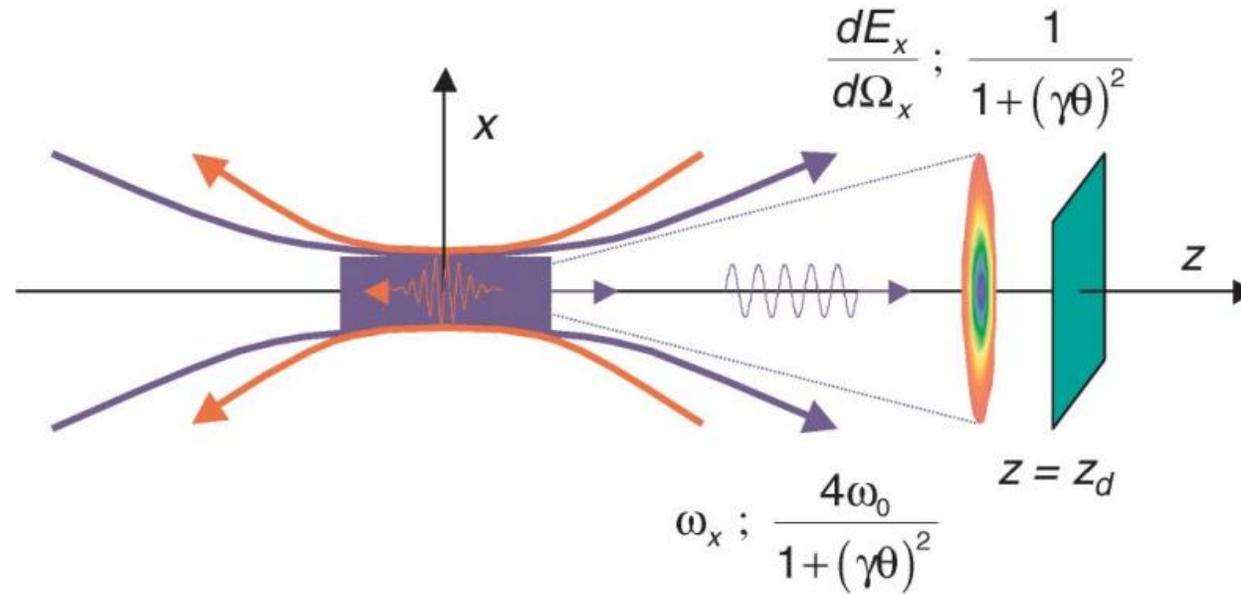


FIG. 2. (Color) Schematic of the interaction geometry, showing the $1/\gamma$ x-ray energy cone, $dE_x/d\Omega_x$, the Doppler-upshifted scattered radiation frequency, ω_x , and the detector position, z_d .

Laser optics — events rate

- Total cross-section

183

The total cross section can be given by integrating the differential Compton cross section [25]:

$$\sigma_t = \pi r_e^2 a \left[\frac{2a^2 + 12a + 2}{(1-a)^2} + a - 1 + \frac{6a^2 + 12a - 2}{(1-a)^3} \ln a \right]$$

184

where $a = 1/(1 + 4\gamma\omega_0/m_e)$

Electron beam energy

Laser photon energy

- Luminosity

The luminosity for two Gaussian beams of one collision can be given by [24]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= N_e N_\gamma \frac{\cos(\alpha/2)}{2\pi\Sigma} \\ \Sigma &= (\sigma_{e,y}^2 + \sigma_{\gamma,y}^2)^{1/2} [(\sigma_{\gamma,x}^2 + \sigma_{e,x}^2) \cos^2(\alpha/2) \\ &\quad + (\sigma_{\gamma,z}^2 + \sigma_{e,z}^2) \sin^2(\alpha/2)]^{1/2} \end{aligned} \quad (6)$$

Crossing angle

电子总数

激光脉冲光子数

重叠面积

where the electron bunch population, $N_e = 15 \times 10^{10}$ for operation in the Higgs mode. N_γ is the number of photons per laser pulse, $\sigma_{e,x}$ and $\sigma_{e,y}$ are the root mean square (r.m.s) horizontal and vertical sizes of electron bunch, $\sigma_{e,z}$ is electron bunch length, $\sigma_{\gamma,x}$ and $\sigma_{\gamma,y}$ is laser beam spot sizes, α is the collision angle.

Electron beam parameters

Electron beam		
Energy	120 GeV	
Bunch population	15E10	
Emittance $\epsilon_x/\epsilon_y(\text{m})$	1.21×10^{-9}	2.42×10^{-12}
β function(meter)	23.32	103
$\beta_x/\beta_y(\text{m})$		
Bunch size $\sigma_x/\sigma_y(\text{m})$	1.6798e-04m	1.5788e-05m
Bunch length	$\sigma_z = 4.4\text{mm}$	
STOKES	(0,0,0) 无极化	
Cross-angle	2.35mrad	
Drift distance	100 meters	

1. Considering the peak power density:

激光的单脉冲能量在 **秒的时间内达到 **J的能量，在激光传输过程中应考虑由于[激光功率太大](#)而产生的对镜片和真空器件的破坏作用。尤其是对对撞完的激光进行处理，否则很容易打到加速器钛窗上破坏钛窗，造成毁灭性的破坏。在激光入射到真空系统的窗口和最后一块反光镜的位置安排都需要仔细考虑。设计中，各个部分的元件所能承受的最大功率密度分别为：金属壁： $10\text{GW}/\text{cm}^2$ ，镀膜反光镜和透射镜： $5\text{GW}/\text{cm}^2$

For example:

能量为5 J, 光斑直径为 $\phi = 16\text{mm}$, $t=2\text{ns}$ 的激光束垂直照射时的功率密度为:

$$P = \frac{E}{t \times S} = \frac{5}{2 \times 10^{-9} \times \pi \times 0.8^2} = 1.24\text{GW}/\text{cm}^2$$

Laser optics

2. Considering the nonlinearity effect:

		Initial e^\pm	Laser	Final e^\pm	Final γ
Linear laser-Compton	$e^\pm + laser \rightarrow e^\pm + \gamma$	LT	LT	LT	LT
Nonlinear laser-Compton	$e^\pm + n \cdot laser \rightarrow e^\pm + \gamma$	L	L *	L	T
		or N	T *	N	T

L Longitudinal spin of electron/positron (or circular polarization of photon).

T Transverse spin of electron/positron (or linear polarization of photon).

***** $\pm 100\%$ polarization only.

N Not computed. (No change for existing particles, zero for created particles)

电子总数与电子束电量成正比，这里看到电子束电量越大，X射线光子产额越大。根据实验室能得到的电子束电量范围，我们选择电子束电量为 $1nC$ 。

入射光子总数与激光脉冲的总能量成正比，激光脉冲总能量越大，X射线光子产额越大。但同时我们还需要考虑到，激光能量太大时，激光场强过大，会引起非线性效应和能谱的展宽及偏移。我们用归一化场强来作为衡量激光场强的标准^[24]：

$$a_0^2 = \frac{4N_\gamma}{(2\pi)^{5/2}} \frac{\lambda r_0 \lambda_c}{x_L^2 c \Delta t_L} \quad (4-8)$$

其中 r_0 为经典电子半径， λ_c 为康普顿波长， λ 为入射激光波长，这里为 $800nm$ ， x_L 为入射激光在x方向的尺寸， Δt_L 为入射激光的长度。 a_0 越大场强越大，非线性效应越强。一般选 $a_0^2 \leq 0.001$ ，通过计算我们可得到未避免非线性效应，入射激光能量 W_L 的范围为

$$W_L \leq \left(\frac{x_L (\mu m)}{12.25} \right)^2 (J) \quad (4-9)$$

Laser optics

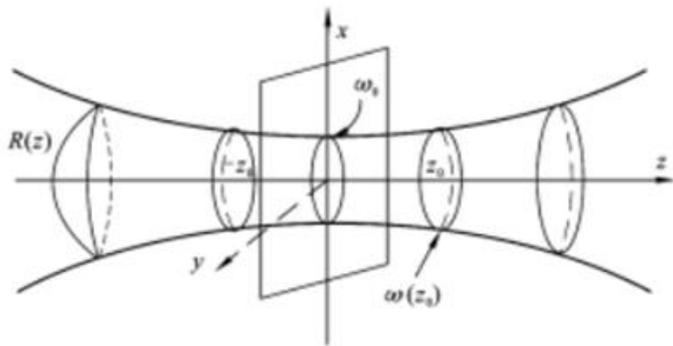
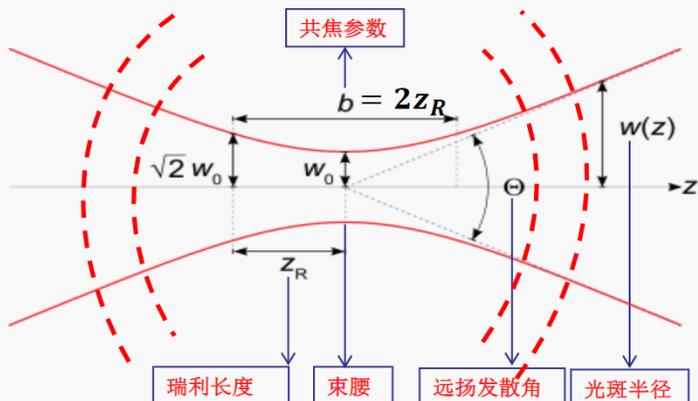


图 2.12 高斯光束的传播示意图

$$E(x, y) = \underbrace{C_{00} \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}}}_{\text{振幅因子}} \underbrace{e^{-ik \left[\frac{x^2+y^2}{2R(z)} \right] + i \arctg \frac{z}{z_R}}}_{\text{相位因子}}$$

- $w(z)$ —— 光斑半径
- z_R —— 瑞利距离
- w_0 —— 光斑最小值 (束腰)
- $R(z)$ —— z 处波面的曲率半径
- $\arctg \frac{z}{z_R}$ —— 纵向相位延迟
- $b = 2z_R$ —— 共焦参数



参数	规律	备注
坐标位置 z		
束腰半径 w_0 ($z = 0$)	随着坐标 z 按双曲线的规律拓展 $\frac{w^2(z)}{w_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2} = 1$ $z = 0$ 时, $w(0) = w_0$	一旦腰斑的大小和位置给定, 高斯光束的结构也就确定
曲率半径 $R(z)$		$R(s) = s \cdot [1 + (\frac{\pi w_0^2}{\lambda s})^2]$
瑞利长度 z_0 (准直距离)	$ z = z_0$ 时, $w(z_0) = \sqrt{2}w_0$	<ul style="list-style-type: none"> 此时光斑面积增长到两倍; 该参数会影响光束的聚焦特性, 因此又称之为高斯光束的共焦参数, $f = \pi w^2 / \lambda$
准直距离 $z_0 = \pm z_0$	这段长度内高斯光束尽可能认为是平行的; 光斑的半径 w_0 越大, 准直距离越长, 说明准直性越好。	
远场发散角 θ (半角)	高斯光束减小到中心最大数的 $1/e$ 处与 z 轴的夹角	
发散全角 $2\theta_{1/e}$	发散全角范围内的功率占高斯光束的总功率 86.5%	$\theta_{1/e} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi f}}$ <ul style="list-style-type: none"> 基模高斯光束的发散角毫弧度量级, 方向性非常好

Laser optics

- CDR parameters: Bunch length $\sigma_{e,z}=4.4\text{mm}$, $N_e=15E10$
- Crossing angle $\alpha=2.35\text{mrad}$

Laser energy	N_γ	time	Power	$\sigma_{\gamma,z}$	Luminosity
1J	2.6824e+18	1ns	1GW	300mm	2.5187e+35 m ⁻² s ⁻¹
10J		50ps	200GW	15mm	
1J		100ps	10GW	30mm	
1J	2.6824e+18	0.2ns	5GW	60mm	9.0577e+35m ⁻² s ⁻¹
0.5J	1.3412e+18	0.1ns	5GW	30mm	1.1438e+36m ⁻² s ⁻¹

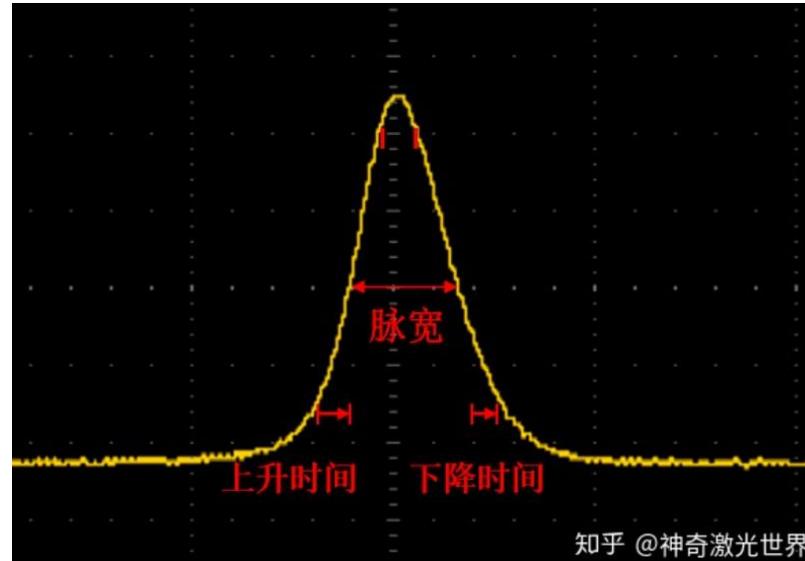
$$P_{\text{peak}} = E_L / \tau_L$$

$$P_{\text{av}} = E_L * f_{\text{rep}}$$

BACKUP

激光器参数:

- 单脉冲能量: 单个脉冲携带的激光能量
- 平均功率: 单脉冲能量*重复频率, 即在一个重复周期内, 单位时间所输出的激光能量
- 峰值功率: 单脉冲能量/脉冲宽度-----单个脉冲达到的最大功率。
- 脉冲宽度: 每个脉冲的作用时间



在单脉冲能量相同的情况下: 脉宽越窄、峰值功率越高, 脉宽越长、峰值功率越低。

- 上升时间: 脉冲信号从最大值的10%上升至90%所需的时间。
- 下降时间: 脉冲信号从最大值的90%下降至10%所需的时间。
- 重复频率: 在单位时间内, 有规律地输出激光的脉冲数目 (等同于一秒内脉冲重复出现的次数)
- 激光器的分类: 从工作物质、激励方式及运转方式、输出波长范围进行分类。