



·超强激光激发的强场量子电动力学·

## 激光脉冲和电子束对撞准确度的测量方法\*

张子谦, 李炳均, 李彦霏

(西安交通大学 核科学与技术学院, 西安 710049)

**摘 要:** 超强激光脉冲与相对论电子束相互对撞是当前主要的强场量子电动力学(QED)实验手段。如何测量超强激光脉冲和电子束对撞的准确度,进而实现微米精度的准确对撞,是目前限制实验发展的重要因素。利用蒙特卡罗数值模拟方法,系统研究了超强激光脉冲和相对论电子束相互对撞过程,重点关注了电子和辐射光子动力学信息与激光脉冲和电子束对撞偏移量之间的对应关系。研究发现:辐射光子的空间分布信息,可以有效反映出激光脉冲和电子束的对撞偏移量。基于该研究结果,实验中可利用光子空间分布的信息,实现对激光脉冲和电子束对撞准确度的调节,从而有望促进强场 QED 实验技术的发展。

**关键词:** 超强激光;康普顿散射;强场量子电动力学;激光-电子相互作用

中图分类号: O536

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220375

## Detection method of accuracy of laser-electron-beam interaction

Zhang Ziqian, Li Bingjun, Li Yanfei

(Department of Nuclear Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

**Abstract:** The interaction between an ultra-intense laser pulse and a relativistic electron beam is the main experimental method of strong-field quantum electrodynamics (QED). However, how to measure the accuracy of laser-electron-beam interaction, and then realize the accurate collision of micron precision, is a crucial reason limiting the development of strong-field QED experiments. Here, the dynamics of electrons and photons emitted during the interaction of an ultra-intense laser pulse and a relativistic electron beam is investigated via Monte Carlo numerical simulations. The correlation between the dynamics of electrons and emitted photons with the collision offset of laser pulse and electron beam is explored. Our simulations show that the spatial distribution information of emitted photons can effectively reflect the collision offset of the laser pulse and the electron beam. Based on the research results, the information of photon spatial distribution detected can be used to adjust the accuracy of laser-electron-beam interactions, which is expected to promote the development of strong field QED experimental technology.

**Key words:** ultra-intense lasers, Compton scattering, strong-field quantum electrodynamics, laser-electron interaction

自 20 世纪 60 年代第一台激光器问世以来<sup>[1]</sup>, 激光器被广泛应用于生活生产、航空航天、国防科技和科学研究等众多领域。在科学研究方面, 激光器已经成为原子物理、高能物理、等离子体物理, 以及核物理等众多学科研究的重要实验工具。随着调 Q、锁模, 尤其是啁啾脉冲放大<sup>[2]</sup>技术的出现, 激光强度得到了飞速的提升<sup>[3]</sup>。目前, 实验室产生的最高激光强度可达  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup><sup>[4]</sup>。在这样高强度的激光场条件下, 电子的动力学过程将进入量子电动力学(QED)范畴<sup>[5]</sup>。严格意义上讲, 标志 QED 范畴的激光场强为 Schwinger 临界场<sup>[6]</sup>:  $E_S = 1.3 \times 10^{16}$  V/cm(对应于光强  $I_S = 4.6 \times 10^{29}$  W/cm<sup>2</sup>)。显然 Schwinger 临界场是无法直接利用现有激光条件来达到, 但是在超强激光和超相对论电子束相对撞过程中, 在电子静止坐标系下是可以实现的。因为, 基于 Lorentz 变换, 对撞过程中相对论电子在其静止坐标系下感受到的电场强度将是实验室坐标下电场强度的  $\gamma$  倍。这里,  $\gamma$  为电子的 Lorentz 因子。因此, 超强激光和相对论电子对撞过程, 是目前主要的强场 QED 实验手段<sup>[7-8]</sup>。

\* 收稿日期: 2022-11-07; 修订日期: 2022-12-07

基金项目: 国家自然科学基金项目(12075187, 12222507); 中国科学院战略重点研究项目(XDA25031000)

联系方式: 张子谦, 2194214343@stu.xjtu.edu.cn.

通信作者: 李彦霏, liyanfei@xjtu.edu.cn.

在一定激光能量下,人们通过缩小焦斑尺寸和脉冲长度来提高激光强度。强场 QED 物理实验中,激光焦斑直径往往在几个  $\mu\text{m}$  尺度(瑞利长度为几十  $\mu\text{m}$ ),脉冲长度为几十 fs;电子束横向尺寸往往在  $\mu\text{m}$  到百  $\mu\text{m}$  之间。现有实验结果表明,当前激光脉冲和电子束的对撞有效率仅约为  $1/3^{[9-10]}$ 。如何精确操控超强激光脉冲和相对论电子束的精准对撞,是当前强场 QED 物理实验技术方面面临的关键难题。为解决上述问题,首先要实现对超强激光脉冲和电子束对撞准确度的高精度探测<sup>[11]</sup>。本文将采用蒙特卡罗数值手段,对超强激光脉冲和相对论电子束相互对撞过程进行模拟计算。通过对非线性康普顿散射过程中,电子和辐射光子动力学过程的研究,提出准确测量超强激光脉冲和电子束对撞准确度的方法。

## 1 模拟方法

我们使用蒙特卡罗方法对激光-电子相互作用过程进行建模<sup>[12-15]</sup>。该方法利用局域稳恒场近似(local constant field approximation)<sup>[16]</sup>条件下的光子发射概率公式,对电子随机辐射光子的量子力学过程进行处理。局域稳恒场近似条件有效适用于  $a_0 \equiv |e|E_0/(m\omega_0) \gg 1$  情况。这时,光子辐射的相干长度  $l \sim \lambda_L/a_0$  远小于电子轨迹的特征长度。 $E_0$  是激光场振幅,  $\omega_0$  是激光频率,  $e$  和  $m$  分别是电子电荷和质量。本文中,相对论单位  $\hbar = c = 1$ 。

### 1.1 激光脉冲的电磁场

本文中,我们使用了空间紧密聚焦、时间上呈高斯分布的激光脉冲,且为沿  $+z$  方向传播的圆偏振光。电磁场的空间分布函数采用了  $\epsilon_0$  阶非傍轴解<sup>[17]</sup>;其中  $\epsilon_0 = w_0/z_R$ , 而  $w_0$  是激光束腰半径,  $z_R = k_0 w_0^2/2$  为瑞利长度,激光波束  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  为激光波长。

圆偏振激光脉冲可以假设为两个正交线偏振激光脉冲的组合,分别沿  $x$  和  $y$  方向偏振,相位延迟为  $\pi/2$ ,具体表达式如下

$$\begin{cases} E_x = E_x^{(1)} + E_x^{(2)} \\ E_y = E_y^{(1)} + E_y^{(2)} \\ E_z = E_z^{(1)} + E_z^{(2)} \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} B_x = B_x^{(1)} + B_x^{(2)} \\ B_y = B_y^{(1)} + B_y^{(2)} \\ B_z = B_z^{(1)} + B_z^{(2)} \end{cases} \quad (2)$$

$$E_x^{(1)} = -iE^{(1)} \left[ 1 + \epsilon_0^2 \left( f^2 \tilde{x}^2 - \frac{f^3 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (3)$$

$$E_y^{(1)} = -iE^{(1)} \epsilon_0^2 f^2 \tilde{x} \tilde{y} \quad (4)$$

$$E_z^{(1)} = E^{(1)} \left[ \epsilon_0 f \tilde{x} + \epsilon_0^3 \tilde{x} \left( -\frac{f^2}{2} + f^3 \rho^2 - \frac{f^4 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (5)$$

$$B_x^{(1)} = 0 \quad (6)$$

$$B_y^{(1)} = -iE^{(1)} \left[ 1 + \epsilon_0^2 \left( \frac{f^2 \rho^2}{2} - \frac{f^3 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (7)$$

$$B_z^{(1)} = E^{(1)} \left[ \epsilon_0 f \tilde{y} + \epsilon_0^3 \tilde{y} \left( \frac{f^2}{2} + \frac{f^3 \rho^2}{2} - \frac{f^4 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (8)$$

$$E_x^{(2)} = -iE^{(2)} \epsilon_0^2 f^2 \tilde{x} \tilde{y} \quad (9)$$

$$E_y^{(2)} = -iE^{(2)} \left[ 1 + \epsilon_0^2 \left( f^2 \tilde{y}^2 - \frac{f^3 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (10)$$

$$E_z^{(2)} = E^{(2)} \left[ \epsilon_0 f \tilde{y} + \epsilon_0^3 \tilde{y} \left( -\frac{f^2}{2} + f^3 \rho^2 - \frac{f^4 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (11)$$

$$B_x^{(2)} = iE^{(2)} \left[ 1 + \epsilon_0^2 \left( \frac{f^2 \rho^2}{2} - \frac{f^3 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (12)$$

$$B_y^{(2)} = 0 \quad (13)$$

$$B_z^{(2)} = -E^{(2)} \left[ \epsilon_0 f \tilde{x} + \epsilon_0^3 \tilde{x} \left( \frac{f^2}{2} + \frac{f^3 \rho^2}{2} - \frac{f^4 \rho^4}{4} \right) \right] \quad (14)$$

$$E^{(1)} = E_0 F_n f e^{-f\rho^2} e^{i(\eta + \psi_{\text{CEP}})} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (15)$$

$$E^{(2)} = E_0 F_n f e^{-f\rho^2} e^{i(\eta + \psi_{\text{CEP}} + \pi/2)} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (16)$$

$$\tilde{x} = \frac{x}{w_0} \quad (17)$$

$$\tilde{y} = \frac{y}{w_0} \quad (18)$$

$$\tilde{z} = \frac{z}{w_0} \quad (19)$$

$$\rho^2 = \tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 \quad (20)$$

$$f = \frac{i}{\tilde{z} + i} \quad (21)$$

$$\eta = \omega_0 t - k_0 z \quad (22)$$

并且,  $\tau$  是激光脉冲长度,  $\psi_{\text{CEP}}$  是初始载波相位; 上标<sup>(1),(2)</sup> 分别表示线偏振沿着  $x$  和  $y$  方向的激光脉冲。

## 1.2 理论模型

在我们的模拟中, 电子辐射过程采用 QED 理论描述, 光子发射之间电子的运动过程采用经典 Lorentz 方程来描述。在超强激光场 ( $a_0 \gg 1$ ) 中, 光子发射概率  $W_{\text{rad}}$  由局部电子轨迹决定, 也即是由量子强场参数  $\chi \equiv |e| \sqrt{-(F_{\mu\nu} p^\nu)^2} / m^3$  的局部值决定。这里,  $F_{\mu\nu}$  是场张量,  $p^\nu$  是电子动量的四矢量。光子发射概率公式如下<sup>[18]</sup>

$$\frac{d^2 W_{\text{rad}}}{du dt} = \frac{\alpha m}{\sqrt{3\pi\gamma}(1+u)^3} [- (1+u) \text{Int}K_{1/3}(u') + (u^2 + 2u + 2) K_{2/3}(u')] \quad (23)$$

其中,  $\alpha$  为精细结构常数,  $u = \omega_\gamma / (\epsilon_1 - \omega_\gamma)$ ,  $\omega_\gamma$  为辐射光子能量,  $\epsilon_1$  为辐射前电子的能量,  $u' = 2u/3\chi$ ;  $\text{Int}K_{1/3}(u') \equiv \int_u^\infty dz K_{1/3}(z)$ ,  $K_n$  是第  $n$  阶第二类修正的贝塞尔函数。

在每一个模拟步长  $\Delta t$  中, 一个电子辐射一个能量为  $\omega_\gamma = \delta \epsilon_1$  ( $0 < \delta < 1$ ) 的光子的概率为

$$W_{\text{rad}}(\delta) = \sum \frac{dW_{\text{rad}}}{du dt} \frac{du}{d\delta} \Delta t \quad (24)$$

其中,  $\delta = r_1^3$ ,  $r_1$  为  $[0,1]$  之间的一个随机数。另一个  $[0,1]$  之间随机数  $r_2$  用来判定是否辐射光子。如果  $W_{\text{rad}}(r_1) < r_2$ , 则不辐射光子, 进入下一个  $\Delta t$  的计算。如果  $W_{\text{rad}}(r_1) > r_2$ , 则辐射一个能量为  $\omega_\gamma = \delta \epsilon_1$  的光子。鉴于相对论情况下发射角度 ( $\sim 1/\gamma$ ) 很小, 所以认为电子运动方向为辐射光子的出射方向。

在光子辐射之间, 电子在电磁场中的运动由经典 Lorentz 方程来描述

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (25)$$

其中,  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{B}$  是电场和磁场矢量,  $\mathbf{p}$  是电子动量三矢量。

## 2 结果与讨论

圆偏振激光脉冲的峰值光强  $I_0 \approx 3.37 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> ( $a_0 = 35\sqrt{2}$ ), 脉冲长度  $\tau = 6T_0$ ,  $T_0$  为激光周期, 激光波长  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ , 束腰半径  $w_0 = 3 \mu\text{m}$ 。电子在束团中, 纵向沿着  $L_e = \lambda_0$  呈均匀分布, 横向为高斯分布 (标准差  $\sigma_x = \sigma_y = 0.15\lambda_0$ )。初始平均电子动能为  $\epsilon_0 = 50$  MeV, 能散  $\Delta\epsilon_0/\epsilon_0 = 0.1\%$ , 角散  $\Delta\theta = 1$  mrad。量子参数  $\chi \approx 0.0235$ 。激光沿着  $+z$  轴方向传播, 电子束沿着  $-z$  方向运动 ( $p_z < 0$ ), 二者在  $z=0$  处对撞 (束团中心位置相遇)。在模拟中, 我们保持激光条件不变, 而通过调节电子束中心位置的偏移来设置对撞偏差值。

数值模拟结果如图 1 所示。图 1(a) 为没有对撞偏差时, 辐射光子在横向偏折角空间分布图; 图 1(b) 为对撞偏差  $\Delta_x = -0.5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta_y = -1 \mu\text{m}$ ,  $\Delta_z = 45 \mu\text{m}$  时, 辐射光子在横向偏折角 ( $\theta_x = p_x/p_z$ ,  $\theta_y = p_y/p_z$ ) 空间分布图。不存在对撞

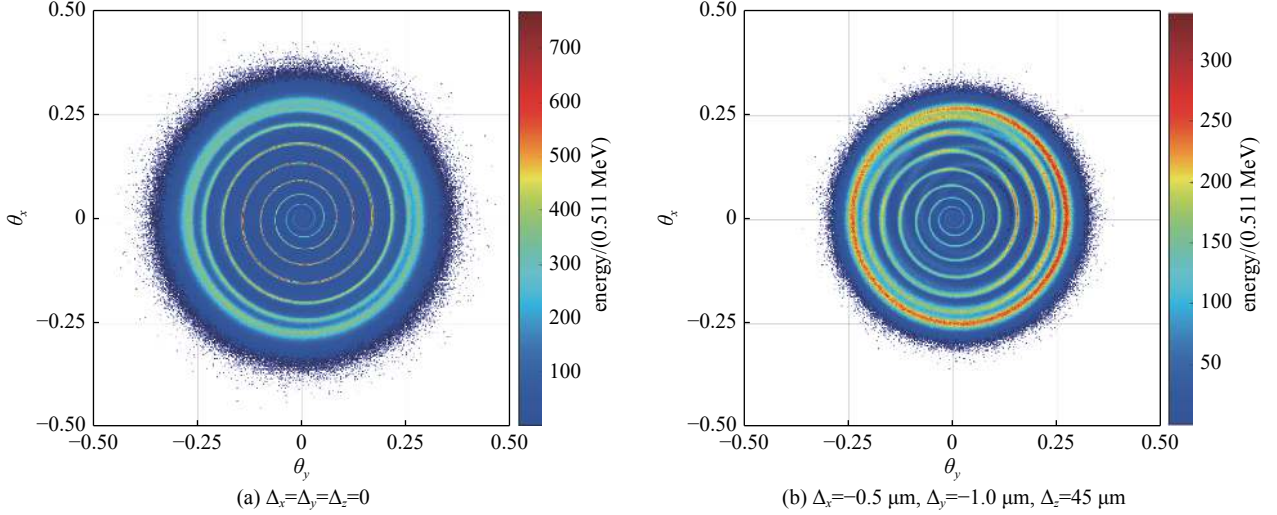


Fig. 1 Distribution of emitted photon energy with respect to transverse deflection angles

图 1 辐射光子能量在横向偏折角空间分布

偏差时,光子在横向偏折角空间中呈现出均匀分布特征,并且由于电子在圆偏振激光场中螺旋运动,辐射光子强度分布图中出现螺旋特征结构。从图 1(b)中可以看出,光子强度分布在  $x$  和  $y$  方向都出现不对称现象:在  $\theta_x > 0(\theta_y > 0)$  区域的光子总能量大于在  $\theta_x < 0(\theta_y < 0)$  区域的光子总能量。同时,  $z$  方向上的对撞偏差,导致辐射光子分布的空间尺寸(即图中圆形分布图的半径)明显缩小。

定义光子强度分布的加权中心点  $P_c(\theta_x^c, \theta_y^c)$ , 其位置为

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_x^c = \frac{\int \left( \frac{d\epsilon_y}{d\theta_x} \times \theta_x \right) d\theta_x}{\int \left( \frac{d\epsilon_y}{d\theta_x} \right) d\theta_x} \\ \theta_y^c = \frac{\int \left( \frac{d\epsilon_y}{d\theta_y} \times \theta_y \right) d\theta_y}{\int \left( \frac{d\epsilon_y}{d\theta_y} \right) d\theta_y} \end{array} \right. \quad (26)$$

则图 1(a)中  $P_c$  的位置为(0,0), 图 1(b)中为(0.0052, 0.0136)。定义辐射光子分布图的半径  $R$  为: 滤去信号强度低于 0.5 倍平均信号强度的边缘区域后对光子外轮廓拟合得到的平均半径。则图 1(a)中  $R = 0.4040$ , 图 1(b)中  $R = 0.2766$ 。可见,当激光脉冲和电子束间存在横向对撞偏差时,光子强度分布的加权中心  $P_c$  的位置将出现相应的移动;当激光脉冲和电子束间存在纵向对撞偏差时,光子强度分布图的半径  $R$  大小将出现相应的改变。

横向对撞偏差(以  $\Delta_x$  为例)对应电子束初始中轴线( $z$ 轴)与激光的中轴线( $z$ 轴)沿  $x$  轴平行错开的距离。在  $x$  方向上(设定  $y=0$ ),激光场强呈高斯分布,即激光参数  $a = a_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-x^2/w_0^2} e^{-t^2/2\tau^2}$ 。电子受到激光场分布带来的横向有质动力  $F_p \approx -\frac{m}{2\gamma} \nabla a^2 \propto \frac{a_0^2 x}{\gamma w_0^2} e^{-2x^2/w_0^2}$ [19-20]。横向对撞偏差  $\Delta_x$  将导致电子动量在振荡过程中向  $\Delta_x$  方向偏移,对于整个电子束的平均偏移量  $\Delta p_x = \int F_p dt \propto \frac{\tau a_0^2 \Delta_x}{\gamma w_0^2} e^{-2\Delta_x^2/w_0^2}$ 。从动量守恒及随机均匀性而言,若无此横向偏移,电子束末态平均动量  $p_x = 0$ , 对应的辐射光子分布中  $\theta_x^c = 0$  [如图 1(a)所示]。从而此横向偏移将导致如图 1(b)所示的  $P_c$  横坐标的变化

$$\theta_x^c \approx \frac{\Delta p_x}{p_z} \propto -\frac{\tau a_0^2 \Delta_x}{\gamma^2 w_0^2} e^{-2\Delta_x^2/w_0^2} \quad (27)$$

纵向对撞偏差  $\Delta_z$  存在时,电子和激光脉冲在非焦点处相遇;由于激光散焦作用,归一化振幅  $a \propto w_0/w(z)$ ,  $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_r)^2}$ , 电子感受到的激光场强度将低于焦斑处强度,电子在激光场中的横向动量较小,即辐射光子的横向偏折角分布图的半径  $R$  较小。相对于图 1(a), 图 1(b)中辐射光子分布图的半径  $R$  变小了。半径  $R$  与  $\Delta_z$  的关系

$$R = \frac{p_x^{\max}}{p_z} \propto \frac{a}{\gamma} \propto \frac{a_0}{\gamma \sqrt{1 + (\Delta_z/z_r)^2}} \quad (28)$$

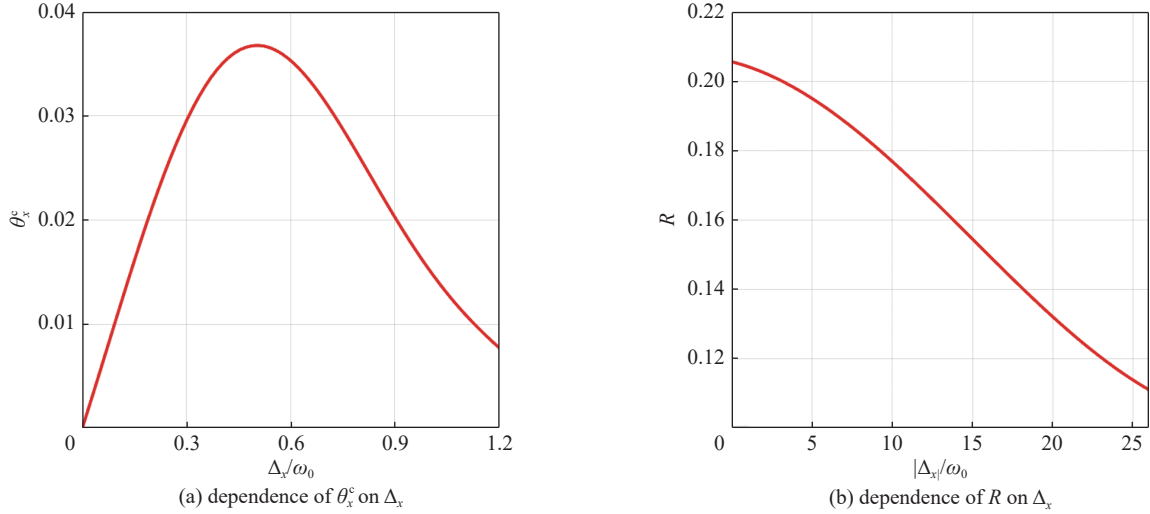


Fig. 2 Connection between emitted photon distribution and collision offset

图 2 光子分布信息与对撞偏差间的联系

上述模拟结果表明：利用辐射光子在横向偏折角空间的分布信息，可以有效反映出激光脉冲和电子束的对撞偏差情况。图 2 展示出了二者间定量的依赖关系。其中，图 2(a) 为  $P_c$  点偏移量随着横向对撞偏差的变化关系。由于该对撞过程的物理量设置和分布特征是相对于  $z$  轴柱状对称的，所以，图 2(a) 中仅通过设置  $x$  方向对撞偏差，便以有效反映出横向对撞偏差和  $P_c$  点偏移量的关系。随着  $\Delta_x$  从 0 增大到  $1.2w_0$ ， $\theta_x^e$  从 0 先增大到 0.0368 ( $\Delta_x = 0.51w_0$ )，再降低到 0.0078。由公式 (4) 解析关系也可说明  $\theta_x^e$  值随着  $\Delta_x$  的增加而先增大后减小的变化趋势。图 2(b) 为  $R$  值随着纵向对撞偏差  $\Delta_z$  的变化关系。随着  $\Delta_z$  从 0 增大到  $26w_0$ ，对撞激光强度  $I \propto 1/[1 + (\Delta_z/z_r)^2]$  降低到  $0.116I_0$ ， $R$  值从 0.205 减少到 0.1109。由公式 (5) 解析关系也可说明  $R$  值随着  $\Delta_z$  的增加而减小的变化趋势。

实验中可采用成像板或成像屏对辐射光子空间分布信息进行测量，得到类似图 1 所示的光子能量分布图；根据分布图求出光子强度分布加权中心  $P_c$  点的位置坐标、光强分布图半径  $R$  值。为实现横向方向的精准对心碰撞，需进行如下具体操作。首先，根据  $P_c$  点位置坐标找出横向偏移方向  $x'$ ，并根据图 2(a) 所示的曲线计算横向偏差值  $\Delta_x$ 。从图 2(a) 曲线特征可知，同一  $\theta_x^e$  可能对应两个横向偏差值  $\Delta_x$  ( $\Delta_x^{(1)} < 0.51w_0, \Delta_x^{(2)} > 0.51w_0$ )。然后，沿着  $-x'$  方向调节激光或者电子束初始横向位置，即缩小  $\Delta_x$  的值，观测  $\theta_x^e$  值的变化。若  $\theta_x^e$  值减小，则可判定  $\Delta_x < 0.51w_0$ ；若  $\theta_x^e$  值增大，则可判定  $\Delta_x > 0.51w_0$ 。这时，可根据上述确定的  $\Delta_x$  值进行更为精确的横向调节。为实现纵向方向的精准对心碰撞，需进行如下具体操作。首先，根据  $R$  值，并利用图 2(b) 所示的曲线计算纵向偏差值  $\Delta_z$ 。虽然图 2(b) 中  $R$  值和  $\Delta_z$  值是一一对应的，但是通过  $R$  值无法确定纵向偏移方向，即无法确定  $\Delta_z$  的正负号。然后，通过调节延迟时间来调节激光或者电子束沿着  $+z$  方向的对撞位置，观测  $R$  值的变化。若  $R$  值减小，则可判定  $\Delta_z > 0$ ；若  $R$  值增大，则可判定  $\Delta_z < 0$ 。这时，可根据上述确定的  $\Delta_z$  值进行更为精确的横向调节。需要注意的是，由于能量抖动、聚焦精度等原因，实验中往往无法确定焦点处激光强度。针对这种情况，可先通过上述过程调节横向对撞精度；再通过多测量点定位最大  $R$  值情况，调节纵向对撞精度。同时，最大  $R$  值还可被用来计算焦点处激光脉冲的峰值光强。

图 3 和图 4 中分析了不同激光和电子束参数对该测量方法的影响。图 3(a) 和图 3(b) 中，当  $a_0$  从 25 增加到 55 时，由公式 (4) 可知，电子受到的横向偏移增加了，因而  $\theta_x^e$  随  $\Delta_x$  的变化曲线梯度显著增加，相应的测量灵敏度提高了；同时，由于电子螺旋运动的横向动量峰值增加， $R$  值随  $\Delta_z$  的变化曲线整体向上移动，同时梯度小幅度增加，相应的测量灵敏度略有提高。图 3(c) 和图 3(d) 中，当  $\varepsilon_0$  从 30 MeV 增加到 100 MeV 时，由于  $\theta_x^e = \frac{p_x}{p_z} \propto \frac{1}{\gamma} \approx \frac{a_0}{\varepsilon_0}$ ，则  $\theta_x^e$  随  $\Delta_x$  的变化曲线梯度显著降低，相应的测量灵敏度随之降低了； $R$  值随  $\Delta_z$  的变化曲线整体向下移动，同时曲线梯度减小，相应的测量灵敏度降低了。因此，实验中采用的电子束能量不宜过大。

图 4(a) 和图 4(b) 中，当  $\tau$  从  $4T_0$  增加到  $8T_0$  时， $\theta_x^e$  随  $\Delta_x$  的变化曲线梯度先增加后减小； $R$  值随  $\Delta_z$  的变化曲线整体向上移动，同时曲线梯度略有增加，相应的测量灵敏度略有提高。当激光周期从  $4T_0$  增加到  $6T_0$  时，由于作用时间增加了，由公式 (4) 可知同一  $\Delta_x$  对应的辐射光子的  $\theta_x^e$  值增加。然而，当激光周期从  $6T_0$  增加到  $8T_0$  时，激光场沿纵向分布的梯度降低了，则电子在对撞前期能量损失增加，当到达脉冲峰值处  $\gamma$  值较低，导致  $\chi \sim 10^{-6} a_0 \gamma$  值降低，进而辐射光

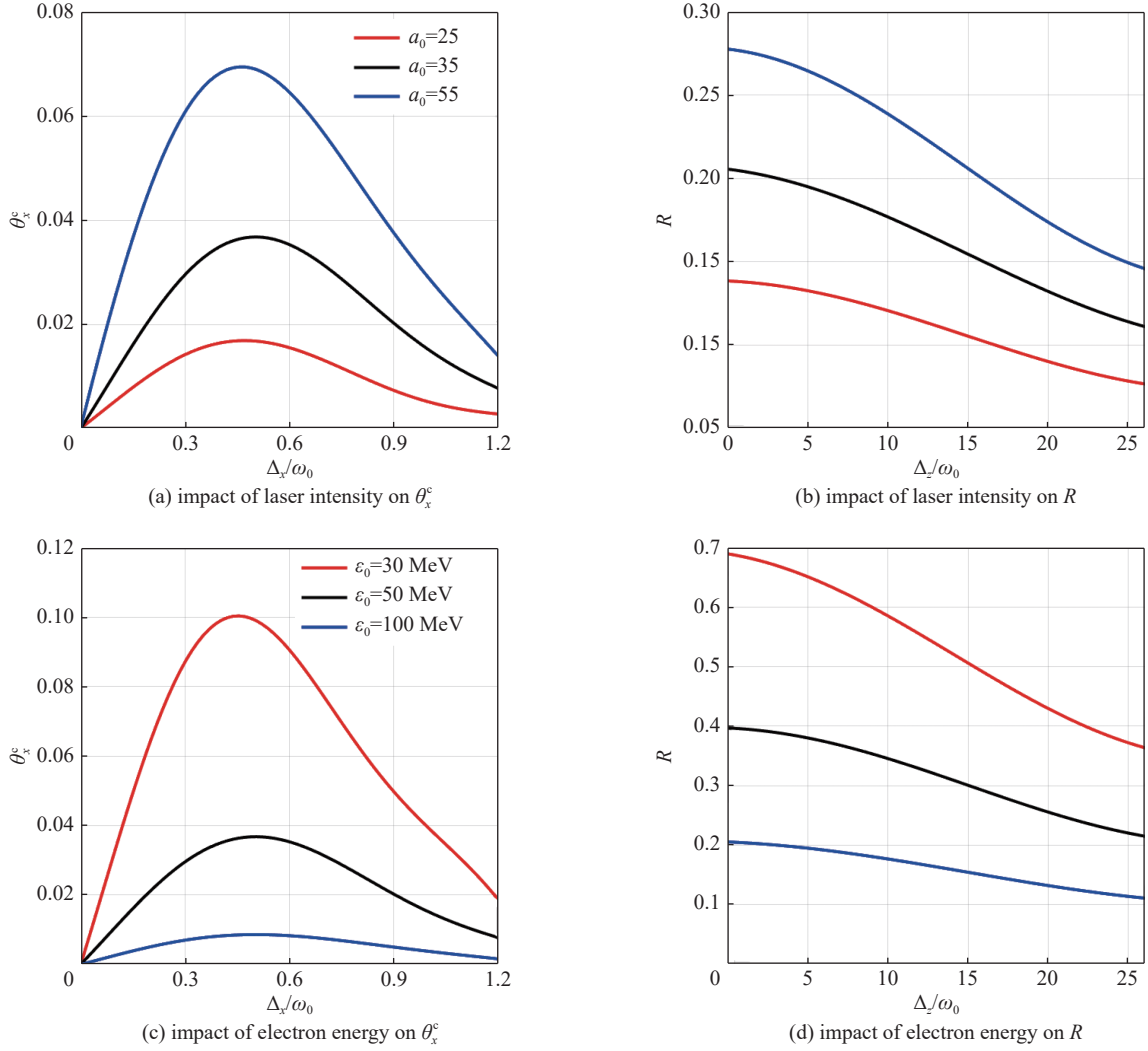
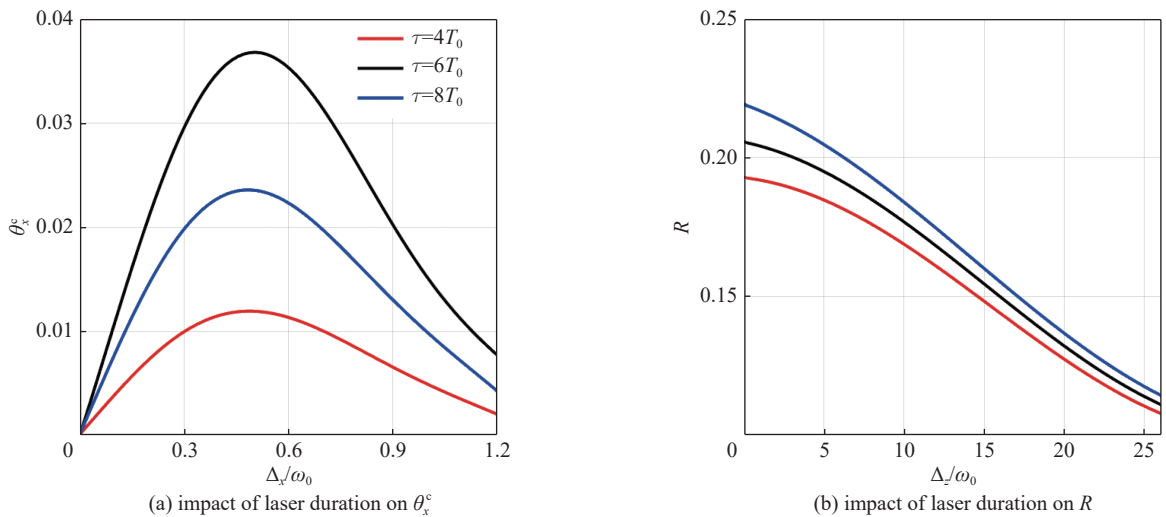


Fig. 3 Impact of laser intensity and initial electron energy

图 3 激光强度和电子束能量的影响

子能量  $\omega_\gamma \sim \chi\gamma$  降低。虽然相对于  $\tau = 6T_0$  时, 电子横向偏折角度增加了, 但是偏折方向辐射光子能量降低了, 总的结果导致  $\theta_x^c$  值减小了, 因此出现图 4(a) 中三天曲线随着  $\tau$  值增加的变化趋势。激光周期增加时, 电子辐射损失随之增加, 由于  $\theta_x^c \propto \frac{1}{\gamma}$  则图 4(b) 中,  $R$  值随  $\Delta_z$  的变化曲线整体向上移动。图 4(c) 中, 当  $w_0$  从  $2 \mu\text{m}$  增加到  $5 \mu\text{m}$  时,  $\theta_x^c$  随  $\Delta_x$  的变化曲线梯度先增加后减小。激光束腰半径决定着激光强度横向分布特征, 同时也会影响相互作用时间, 激光半径



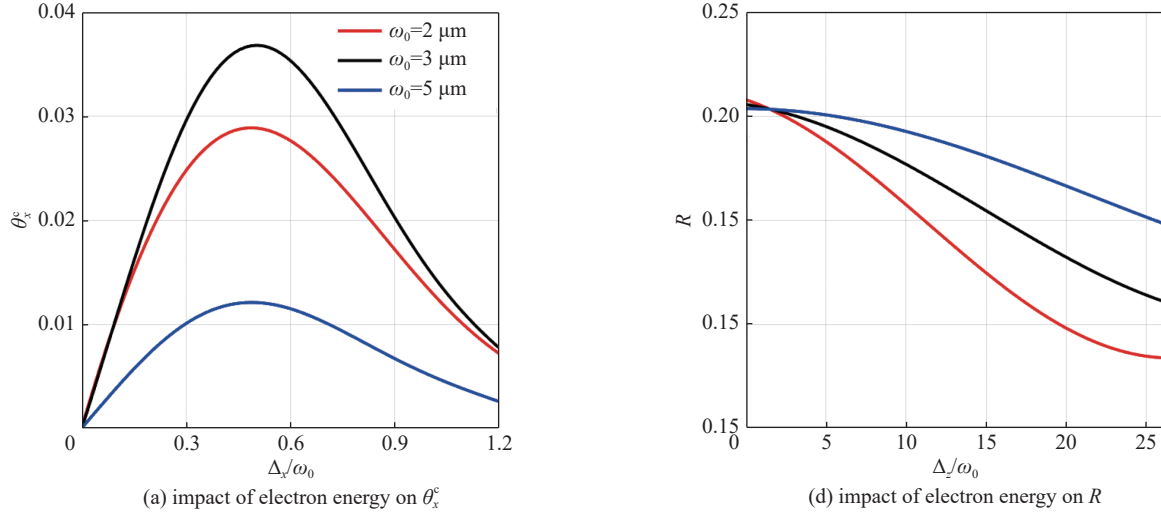


Fig. 4 Impact of laser duration and focus radius

图 4 激光脉冲长度和束腰半径条件的影响

越小电子越容易偏离出激光场范围,从而相互作用时间越小。因此图 4(c)中,当 $w_0$ 从 $2 \mu\text{m}$ 增加到 $5 \mu\text{m}$ 时,三条 $\theta_x^c$ 随 $\Delta_x$ 的变化曲线梯度并非单调改变。在 4(d)中, $R$ 值随 $\Delta_x$ 的变化曲线梯度明显减小。由公式(5)可知,当 $\Delta_x = 0$ 时, $R$ 值几乎与 $w_0$ 的取值无关。当 $\Delta_x \neq 0$ 时,由于 $z_r = k_0 w_0^2/2$ ,所以 $w_0$ 值越大,对应的 $R$ 值越大。

从图 3 和图 4 中结果可以看出:尽管随着激光和电子束参数的变化,测量精度会随之改变,但是 $\theta_x^c(R)$ 随 $\Delta_x(\Delta_x)$ 的变化特征稳定存在。因此本文提出的激光脉冲和电子束对撞准确度的测量方法具备一定的鲁棒特性。

### 3 结 论

本文我们采用蒙特卡罗数值方法,模拟了超强激光脉冲和相对论电子束的相互作用过程,分析了在超强激光非线性康普顿散射中辐射光子在横向偏折角空间的分布特征,揭示了光子强度分布加权中心 $P_c$ 点的位置坐标(光强分布图半径 $R$ 值)与横(纵)向对撞偏差量之间的关系,提出了利用上述对应关系进行激光脉冲和电子束对撞准确度的测量的新方法。

#### 参考文献:

- [1] Maiman T H. Stimulated optical radiation in ruby[J]. *Nature*, 1960, 187(4736): 493-494.
- [2] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. *Optics Communications*, 1985, 56(3): 219-221.
- [3] 张杰. 强场物理——一门崭新的学科[J]. *物理*, 1997, 26(11): 643-649. (Zhang Jie. A new horizon high field physics[J]. *Physics*, 1997, 26(11): 643-649)
- [4] Yoon J W, Kim Y G, Choi I W, et al. Realization of laser intensity over  $10^{23} \text{ W/cm}^2$ [J]. *Optica*, 2021, 8(5): 630-635.
- [5] 龚驰, 李子良, 李英骏. 强场下真空中粒子对产生的研究进展[J]. *强激光与粒子束*, 2023, 35: 012002. (Gong Chi, Li Ziliang, Li Yingjun. Progress of pair production from vacuum in strong laser fields[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2023, 35: 012002)
- [6] Schwinger J. On gauge invariance and vacuum polarization[J]. *Physical Review Journals Archive*, 1951, 82: 664.
- [7] Di Piazza A, Müller C, Hatsagortsyan K Z, et al. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2012, 84(3): 1177-1228.
- [8] Gonoskov A, Blackburn T G, Marklund M, et al. Charged particle motion and radiation in strong electromagnetic fields[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2022, 94: 045001.
- [9] Cole J M, Behm K T, Gerstmayr E, et al. Experimental evidence of radiation reaction in the collision of a high-intensity laser pulse with a laser-wakefield accelerated electron beam[J]. *Physical Review X*, 2018, 8: 011020.
- [10] Poder K, Tamburini M, Sarri G, et al. Experimental signatures of the quantum nature of radiation reaction in the field of an ultraintense laser[J]. *Physical Review X*, 2018, 8: 031004.
- [11] Tamburini M. On-shot diagnostic of electron beam-laser pulse interaction based on stochastic quantum radiation reaction[DB/OL]. arXiv preprint arXiv: 2007.02841, 2020.
- [12] Li Yanfei, Zhao Yongtao, Hatsagortsyan K Z, et al. Electron-angular-distribution reshaping in the quantum radiation-dominated regime[J]. *Physical Review A*, 2018, 98: 052120.
- [13] Li Yanfei, Shaisultanov R, Hatsagortsyan K Z, et al. Ultrarelativistic electron-beam polarization in single-shot interaction with an ultraintense laser pulse[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122: 154801.

- [14] Li Yanfei, Chen Yueyue, Wang Weimin, et al. Production of highly polarized positron beams via helicity transfer from polarized electrons in a strong laser field[J]. [Physical Review Letters](#), 2020, 125: 044802.
- [15] Li Yanfei, Chen Yueyue, Hatsagortsyan K Z, et al. Helicity transfer in strong laser fields via the electron anomalous magnetic moment[J]. [Physical Review Letters](#), 2022, 128: 174801.
- [16] Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M. Electromagnetic processes at high energies in oriented single crystals[M]. Singapore: World Scientific, 1998.
- [17] Salamin Y I, Mocken G R, Keitel C H. Electron scattering and acceleration by a tightly focused laser beam[J]. [Physical Review Accelerators and Beams](#), 2022, 5: 101301.
- [18] Ritus V I. Quantum effects of the interaction of elementary particles with an intense electromagnetic field[J]. [Journal of Soviet Laser Research](#), 1985, 6(5): 497-617.
- [19] Esarey E, Sprangle P, Krall J, et al. Overview of plasma-based accelerator concepts[J]. [IEEE Transactions on Plasma Science](#), 1996, 24(2): 252-288.
- [20] Quesnel B, Mora P. Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum[J]. [Physical Review E](#), 1998, 58: 3719.