



·超强激光激发的强场量子电动力学·

## 对非线性康普顿散射几种改进物理模型的比较\*

张 博, 张智猛, 周维民

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心 等离子体物理重点实验室, 四川 绵阳 621900)

**摘 要:** 非线性康普顿散射被认为是未来超短超强激光与物质相互作用中的主导性物理过程之一。目前大多数相关研究都基于一种主流的非线性康普顿散射物理模型, 该模型假设辐射形成距离足够短、对初态和末态自旋求平均与求和、并忽略了参与散射的激光光子的能动量。近年来, 一些研究为了在更广阔的参数空间内, 更准确地描述非线性康普顿散射, 也对这个主流物理模型提出了几种修正和改进。回顾了对非线性康普顿散射主流物理模型进行的几种改进和修正, 介绍了它们的适用范围, 分析了它们的基本性质并对其物理效应进行了简单讨论。

**关键词:** 非线性康普顿散射; 偏振; 相干激光光子的能动量; 相干长度; 量子加速

中图分类号: TN241

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220204

## Comparison of different improvements to mainstream model of nonlinear Compton scattering

Zhang Bo, Zhang Zhimeng, Zhou Weimin

(Laser Fusion Research Center, CAEP, Mianyang 621900, China)

**Abstract:** Nonlinear Compton scattering is one of the dominant processes in future ultra-short ultra-intense laser-matter interactions. Today, most related researches are based on the mainstream model of nonlinear Compton scattering, which assumes short radiation formation interval, ignores effects of involved laser photon energy and is not spin-resolved. To depict nonlinear Compton scattering more precisely in wider parameter space, improved theories beyond these assumptions have been proposed in recent years. In this paper, we review the major recent improvements, analyze their applicability, discuss their basic characteristics and physical effects on nonlinear Compton scatterings.

**Key words:** nonlinear Compton scattering, polarization, energy and momentum of coherent laser photons, coherence interval, quantum acceleration

随着近年来激光技术的发展<sup>[1-14]</sup>, 单束超短超强激光的功率已经达到数 PW 到 10 PW 的级别(1 PW=10<sup>15</sup> W), 在不远的将来还会达到 10~100 PW, 报道的功率密度最高纪录也从 2008 年的 2×10<sup>22</sup> W/cm<sup>2</sup><sup>[10]</sup> 上升到 2019 年的 5.5×10<sup>22</sup> W/cm<sup>2</sup><sup>[12]</sup>, 以及 2021 年的 1.1×10<sup>23</sup> W/cm<sup>2</sup><sup>[13]</sup>。随着激光强度的不断提高, 激光与物质相互作用也正在进入量子电动力学的时代。在如此高强度激光场中, 经典电动力学<sup>[15-16]</sup> 将无法正确地描述包括辐射在内的许多物理现象, 而需要用到强场量子电动力学(Strong Field Quantum Electrodynamics, SFQED)。一般来说, 当外场在相对于电子静止的参照系中接近或超过 Schwinger 强度  $E_{cr}=m^2/e\approx 1.3\times 10^{18}$  V/m 的时候, 我们就需要强场量子电动力学, 其中  $m$  为电子质量,  $e$  为电子电量。强场量子电动力学预言了许多有趣的物理现象。例如 Schwinger 对产生<sup>[17]</sup>、真空双折射效应<sup>[18]</sup>、光子分裂与融合<sup>[19]</sup>、Unruh 辐射<sup>[20]</sup>、真空辐射<sup>[21]</sup> 等等, 具体内容可参考最近的一些综述<sup>[22-25]</sup>。

在目前以及近未来的超短超强激光装置上, 这些强场量子电动力学现象中最显著的还是非线性康普顿散射(nonlinear Compton scattering, NCS)和非线性 Breit-Wheeler 过程(nonlinear Breit-Wheeler process, NBW)。前者是多个激光光子与一个电子散射到一个电子加一个伽马光子的过程( $e+n\gamma_L\rightarrow e+\gamma$ ), 是极端强激光场中电子的主要辐射过

\* 收稿日期: 2022-06-22; 修订日期: 2022-10-17

基金项目: 国家自然科学基金项目(11805181); 国家重点研发项目(2018YFA0404804); 科学挑战计划项目(TZ2016005)

联系方式: 张 博, zhangbolfr@caep.cn.

程;后者则是伽马光子与多个激光光子转化为正负电子对的过程( $\gamma+m\gamma_L\rightarrow e^-+e^+$ )。所以在可预见的未来,非线性康普顿散射是最重要的强场 QED 物理现象之一,也是超强激光与物质相互作用这个领域的研究热点。

最近的实验在非线性康普顿散射的基本性质方面取得了一些初步的实验结果,检验了电子在强场中辐射的量子性及辐射反作用<sup>[26-29]</sup>。在基于两束激光的实验中,一束激光产生 GeV 级的电子束,另一束聚焦到较高强度并与电子束对撞。通过与分别基于 Landau-Lifshitz 方程、强场 QED 理论以及半经典理论(将 LL 理论中的辐射损失降低到量子理论的平均值)的模拟结果进行对照,证明了辐射反作用的存在并给出了其量子性的初步证据<sup>[26-27]</sup>。虽然与实验数据的对比中,半经典理论比量子理论与实验数据的符合度更高<sup>[27]</sup>。在基于加速器开展的实验中,正电子被射入晶体之中,并测量了产生的伽马射线能谱及穿过晶体的正电子能谱<sup>[28-29]</sup>。该实验也验证了强场中电子辐射的量子性。在这类实验中,虽然实验数据总体上更符合量子理论,但是在较薄晶体的实验中,经典理论对实验数据的偏离却小一些<sup>[28]</sup>。

对单次非线性康普顿散射基本性质的研究起步于 20 世纪六七十年代<sup>[30-32]</sup>。随着实验条件的逐步具备,对于单次非线性康普顿散射基本性质的研究,近年来取得了许多进展,例如自旋因素、激光光子能动量、相干长度等对于非线性康普顿散射的影响。在本文中,我们将回顾经典电动力学中的辐射反作用理论、非线性康普顿散射目前的主流量子理论模型,以及近年来非线性康普顿散射基本理论和性质研究的一些进展,讨论它们对非线性康普顿散射性质的影响和在近未来实验中的效应。

## 1 经典电动力学中的辐射反作用

由于非线性康普顿散射是电子在超强激光场中的主要辐射形式,而人们对于强场中辐射的研究最早是基于经典电动力学的,对非线性康普顿散射产生的物理效应的研究也常需要和经典理论对比,所以我们首先介绍经典电动力学中电荷在强场中的辐射反作用的理论。

带电粒子在极端强度外场中如何辐射与运动是一个非常基本的问题。我们知道,电荷有加速度就可以发出辐射。当辐射造成的能动量损失相比于电荷本身的能动量是小量的时候,可以先计算电荷的运动方程,给出电荷的运动轨迹,然后通过运动轨迹来计算它的辐射,这也是许多研究中常见的方法。

辐射既然改变电荷的能动量,进而影响电荷的运动,那么当辐射比较强的时候,电荷的运动与辐射就会耦合到一起,无法单独研究了。从运动方程的角度来说,就相当于运动方程中多了一项辐射反作用力。那么,什么时候辐射比起洛伦兹力来会比较强呢?在经典辐射公式中,辐射与外场的平方成正比,而洛伦兹力与外场成正比,因此辐射对于电荷运动的影响是随着外场强度的平方而增加的。所以,在较弱的外场中,辐射对于电荷运动的影响相比于洛伦兹力就是一个次要因素。但是当外场较强,辐射强烈地反作用于运动时,就必须同时考虑辐射和运动了。

不考虑辐射反作用的时候,电荷的运动方程是

$$m \frac{d\mathbf{u}^\mu}{ds} = e\mathbf{F}^{\mu\nu}\mathbf{u}_\nu \quad (1)$$

其中,  $s$  是带电粒子的内时间(相对于粒子静止的惯性系内的时间),对于运动的粒子有  $\gamma ds = dt$ ,  $t$  是实验室系的时间,  $\mathbf{u}^\mu$  是带电粒子的四维速度,  $\mathbf{F}^{\mu\nu}$  是外电磁场张量。

历史上最早讨论辐射反作用力的是洛伦兹,该概念很快发展成为协变的 Lorentz-Abraham-Dirac(LAD)方程,然而 LAD 方程存在非物理解等问题。目前常用的 Landau-Lifshitz(LL)方程<sup>[16]</sup>是 LAD 方程在较弱外场下的近似,即

$$m \frac{d\mathbf{u}^\mu}{ds} = e\mathbf{F}^{\mu\nu}\mathbf{u}_\nu + \frac{2e^2}{3} \left[ \frac{e^2}{m^2} \mathbf{F}^{\alpha\gamma}\mathbf{u}_\gamma \mathbf{F}_{\alpha\lambda}\mathbf{u}^\lambda \mathbf{u}^\mu - \frac{e^2}{m^2} \mathbf{F}^{\mu\nu} \mathbf{F}_{\alpha\nu} \mathbf{u}^\alpha + \frac{e}{m} (\partial_\alpha \mathbf{F}^{\mu\nu}) \mathbf{u}^\alpha \mathbf{u}_\nu \right], \quad (2)$$

由于不包含  $\mathbf{u}$  的二次微分项,LL 方程没有非物理解。当 LL 方程的辐射反作用力与洛伦兹力在大小上接近或超过,我们就可以认为电子在外场中的运动被辐射反作用主导,进入了辐射主导区。

在激光场中,LL 方程的最后一项总是远远小于洛伦兹力,剩下的两项,在绝大多数情况下(激光波矢  $\mathbf{k}$  与电子速度  $\mathbf{u}$  的夹角不小于  $1/\gamma$  时)都是第一项占据绝对主导。因此,人们使用 LL 方程时也常常忽略后两项。经过这样简化的 LL 方程所描述的辐射反作用可以用一个辐射反作用力来描述,即

$$\mathbf{F}_R \approx -\frac{2e^4\gamma^2\boldsymbol{\beta}}{3m^2} [(\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B} + \mathbf{E})^2 - (\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\beta})^2] \mathbf{e}_\beta. \quad (3)$$

可以看到,这是一个朝向电子速度反方向的力,因此使得电子减速,其中  $\mathbf{E}$  为电场、 $\mathbf{B}$  为磁场,  $\boldsymbol{\beta}$  为以光速做归

一化的速度。

在许多研究中,经典辐射反作用常常用于与量子辐射理论的预言进行对比,来初步区分哪些效应是辐射的量子性造成的,哪些效应是辐射反作用本身带来的。另外,在实际激光场中,由于外场接近周期性的变化,辐射反作用力超过有质动力时,往往可以产生可测量的物理效应<sup>[33-34]</sup>。

## 2 非线性康普顿散射的主流量子理论模型

Landau-Lifshitz 方程属于经典电动力学的范畴。那么在什么条件下,经典电动力学会失效,使得我们必须用量子电动力学来描述带电粒子的辐射呢?一般认为是在辐射出来的单个光子可以显著地改变电子的运动状态的时候,或者说辐射出来的光子的能量接近电子本身的能量时。

根据经典理论给出的一个电子在外场中运动时辐射的光谱,辐射出的光子的能量 $\sim \chi \gamma m$ 的量级<sup>[15-16]</sup>,其中 $\gamma m$ 是电子的瞬时能量,而

$$\chi = \frac{e \sqrt{-(\mathbf{F}^{\mu\nu} p_\nu)^2}}{m^3} \quad (4)$$

是决定电子辐射的量子性强弱的参数。对于一个运动在平面波场中的极端相对论性的电子来说

$$\chi \approx \frac{a_0 k p_0 (1 - \cos \theta)}{m^2} \quad (5)$$

其中 $\theta$ 为电子动量与激光波矢之间的夹角。可见,电子能量越高,激光越强,它们之间的角度越接近对撞, $\chi$ 也就越大,辐射的量子性(随机性)也就越显著。

当 $\chi \geq 1$ 的时候,按照经典辐射理论,电子辐射出来的光子的典型能量就会接近或超过电子本身的能量,经典电动力学将无法正确描述和处理电子的辐射,这时我们要正确地描述电子在外场中的辐射过程,就需要用到强场量子电动力学。非线性康普顿散射的基本理论框架是苏联物理学家们在 20 世纪六七十年代搭建起来的,可以参见文献<sup>[30-31]</sup>,更加系统的综述则可以参见苏联物理学家 V. Ritus 1985 年发表在苏联著名物理期刊 JTEP 上的综述文章<sup>[32]</sup>。

在极端强激光中( $a_0 \gg 1$ , 其中 $a_0 = eE/m\omega$ 是激光的归一化强度),非线性康普顿散射的相干长度 $\Delta\phi \approx 1/a_0$ <sup>[32]</sup>。所以,对于一个电子来说,非线性康普顿散射跨越的激光相位变化非常小,因此电子只感受到了局域的电场。这也就是为什么描述电子在超强激光中发生的非线性康普顿散射,所用的并不是电子在平面波场中的公式,而是基于 Local Crossed Field Approximation (LCFA)的公式。

在描述相应的公式之前,我们先来确定需要用到的符号。该过程是电子与多个激光光子散射到一个电子与一个 $\gamma$ 光子的过程,即 $e^-(p) + n\gamma_L(k) \rightarrow e^-(p') + \gamma(k')$ 。其中, $p, k, p'$ 和 $k'$ 分别是电子初始能动能量、单个激光光子的能动能量、末态电子的能动能量以及辐射出的伽马光子的能动能量。在大量早期的文献中,非线性康普顿散射的微分散射几率公式

$$\frac{dW}{du dt} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{m^2}{\sqrt{3}} \frac{1}{p_0 (1+u)^2} \left[ \left( 1+u + \frac{1}{1+u} \right) K_{2/3} \left( \frac{2u}{3\chi} \right) - \int_{2u/3\chi}^{\infty} dy K_{1/3}(y) \right] \quad (6)$$

是基于参数 $u = kk'/kp'$ 的。其中,两个能动能量的乘积表示它们的缩并, $K_\nu$ 为贝塞尔 K 函数。

在最近常用的一些文献中,非线性康普顿散射的微分散射几率也会写成 $\delta$ 的函数,即

$$\frac{dW}{d\tau d\delta} = \frac{\alpha m^2}{\sqrt{3}\pi p_0} \left[ \left( 1-\delta + \frac{1}{1-\delta} \right) K_{2/3}(y) - \int_y^{\infty} K_{1/3}(x) dx \right] \quad (7)$$

其中, $\delta = \frac{kk'}{kp}$ ,  $y = \frac{2\delta}{3(1-\delta)\chi}$ ,除了这两种形式之外,在不同研究者的论文中,该公式还以等价的其他形式出现过。

可以看到,这样的非线性康普顿散射公式仍然很难直接使用,这是因为 $u$ 或 $\delta$ 都是 $kk'$ ,  $kp'$ 和 $kp$ 这些缩并相除得到的。严格来说,它们本身的表达式并不简单,不同的末态可以有相同的 $u$ 或 $\delta$ 。不过,在一些近似下,这两个问题都可以解决。所做的近似主要有两个:首先,辐射后的电子和产生的伽马光子都朝向辐射前电子的初始方向;第二,辐射后的电子和产生的伽马光子的总能量等于辐射前电子的能量。其中,前一个假设是因为,在经典电动力学中,相对论性电荷的辐射角约为 $1/\gamma$ ,而在超强激光中,电子的 $\gamma$ 一般都远大于 1。而后一个假设,即 $p_0 = k'_0 + p'_0$ 一般被说成是能量守恒的要求(下标 0 表示能动能量中的能量),虽然实际上非线性康普顿散射中能量守恒要求实际上是

$p_0 + nk_0 = k'_0 + p'_0$ 。所以,这两个假设其实都可以归结于假设  $nk \ll p$ , 即参与非线性康普顿散射的激光光子总能动量远小于电子的能动量。在这两个假设下,  $\delta \approx k'_0/p_0$ , 即它约等于电子在辐射中损失能量的比率, 而  $u \approx k'_0/p'_0$  则约等于辐射产生的伽马光子的能量与辐射后电子能量的比。这些基于 LCFA 的非线性康普顿散射公式和上面这两条简化构成了目前对非线性康普顿散射的主流认识。相应的模拟算法可以参见最近的文献<sup>[35-37]</sup>, 人们基于相应的模拟算法开发出了以 EPOCH 为代表的模拟程序, 基于这些模拟程序得到了大量的研究结果, 相应文献很多, 我们就不一一列举了。

### 3 非线性康普顿散射中参与散射的相干激光光子能动量的物理效应

上一节说到, 非线性康普顿散射中的能量守恒实际上是  $p_0 + nk_0 = k'_0 + p'_0$ 。目前的主流模型实际上忽略了激光光子带来的能动量, 即  $nk$ 。我们知道, 在非线性康普顿散射中, 参与散射的激光光子数量  $n \sim a_0^3$ 。而激光场中电子来回震荡的动量为  $a_0 m$ 。因此, 我们可以预期当  $a_0^3 k \geq a_0 m$  时, 就需要在非线性康普顿散射的模型中考虑激光光子带来的能动量。考虑到激光的  $k$  在可预见的未来约在 1 eV 量级, 这个条件就指向了  $a_0 \geq 10^3$ , 对应的激光强度  $I \geq 10^{24}$  W/cm<sup>2</sup>。

也就是说, 在激光强度接近或超过  $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup> 时, 参与散射的激光光子的能动量将显著影响非线性康普顿散射的基本性质。它一方面使得总动量可以显著偏离电子的瞬时动量方向, 另一方面使得总能量可以显著高于电子的瞬时能量。进而导致非线性康普顿散射产生的伽马光子和散射后的电子的能谱不再截断在电子的初始能量处。

具体来说, 参与散射的激光光子对非线性康普顿散射的影响是怎样的呢? 首先, 参与散射的激光光子的数量与参数  $u$  是紧密相关的。在强外场极限下 ( $a_0 \gg 1$ ), 非线性康普顿散射过程中参与散射的激光光子数

$$n \approx \frac{u}{2\chi} a_0^3 \quad (8)$$

对于一个确定的  $u$  来说,  $n$  并不是完全确定的, 而是有一个分布, 其分布宽度为  $\Delta n/n \sim n^{-2/3}$ , 但是由于这个宽度相比于  $n$  来说很小, 完全可以忽略, 具体的推导可参见文献<sup>[38]</sup>。

有了参与非线性康普顿散射的相干激光光子数, 再考虑到过程中的能动量守恒, 我们就可以列出方程

$$\begin{cases} nk p' = k' p \\ u = \frac{k k'}{k p'} \\ n = \frac{u}{\chi} a_0^3 \\ \tau/a_0 = 0 \end{cases} \quad (9)$$

其中, 第一条  $nk p' = k' p$  等价于  $p + nk = k' + p'$ , 是能动量守恒条件, 最后一条  $\tau/a_0 = 0$  来自于  $a_0 \gg 1$  时的近似。当  $a_0$  很大的时候, 在  $k$  与  $p$  反平行的参照系中, 辐射被限制在了接近  $k$ - $a$ - $p$  平面的空间范围内。

不失一般性, 我们可以将电子动量  $p$  放在  $z$  轴上, 激光波矢方向  $k$  和极化方向  $a$  与  $p$  的相对几何关系如图 1 所示。求解得到的伽马光子的四动量  $k'_\pm$  为

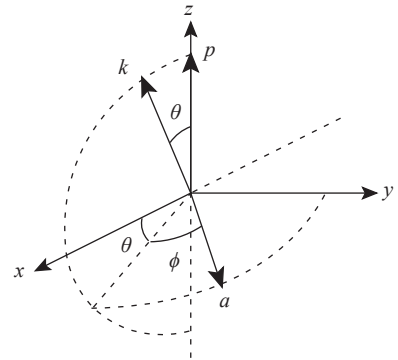


Fig. 1 Geometry of  $k, p$  and  $a$   
图 1  $k, p$  与  $a$  之间的几何关系与角度定义

$$k'_\pm = \frac{u(1+C)p_0}{1+u} \begin{pmatrix} 1 \mp \cos \phi \cos \frac{\theta}{2} \sin \theta_k^A \\ \sin \theta \sin^2 \frac{\theta_k^A}{2} \mp \sin \frac{\theta}{2} \cos \phi \sin \theta_k^A \\ \pm \sin \frac{\theta}{2} \sin \theta_k^A \sin \phi \\ 1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_k^A}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \mp \cos \phi \cos \frac{\theta}{2} \sin \theta_k^A \end{pmatrix} \quad (10)$$

而电子的四动量  $p'_\pm$  为

$$p'_{\pm} = \frac{(1+u^2C)p_0}{1+u} \begin{pmatrix} 1 \pm \cos\phi \cos\frac{\theta}{2} \sin\theta_p^A \\ \sin\theta \sin^2\frac{\theta_p^A}{2} \pm \sin\frac{\theta}{2} \cos\phi \sin\theta_p^A \\ \mp \sin\frac{\theta}{2} \sin\theta_p^A \sin\phi \\ 1 - 2\sin^2\frac{\theta_p^A}{2} \sin^2\frac{\theta}{2} \pm \cos\phi \cos\frac{\theta}{2} \sin\theta_p^A \end{pmatrix} \quad (11)$$

其中,  $\pm$ 代表参数  $\rho = \frac{eF^{\mu\nu} p'_{\mu} p_{\nu}}{m^2 a_0^2 k k'}$  的符号正负, 对应着散射的两种可能末态, 其他的参数定义为

$$\begin{cases} C = a_0^3 k_0 / 2\chi p_0 \\ \cos\theta_p^A = \frac{1-u^2C}{1+u^2C} \\ \cos\theta_k^A = \frac{1-C}{1+C} \end{cases} \quad (12)$$

而  $\sin\theta_p^A$  和  $\sin\theta_k^A$  取相应的正值。具体的详细推导可以参考文献 [38]。在图 2 显示了非线性康普顿散射中激光光子能动量对产生的伽马光子的发射角度的影响, 辐射方向不再局限于电子的正前方。在图 3 中, 电子初始能量为 2 GeV,  $\varphi=\pi/3$ ,  $\theta=\pi/6$ , 撞击的激光波长 1  $\mu\text{m}$ , 瞬时功率密度为  $1 \times 10^{24} \text{ W/cm}^2$ 。主流模型给出的能谱终止于电子的初始能量, 而考虑激光光子的能动量后的能谱可以超过它。

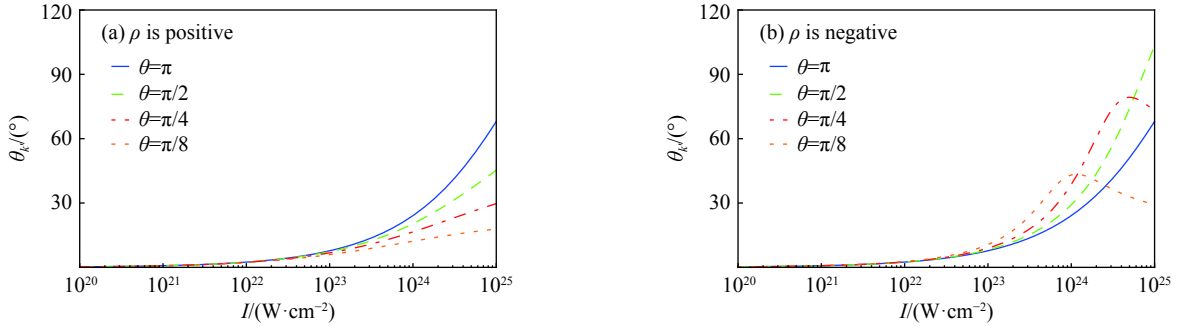


Fig. 2 Effects of involved laser photons in nonlinear Compton scattering on the emission angle of gamma photon

图 2 参与非线性康普顿散射的激光光子能动量对产生的伽马光子的发射角度的影响。 $\rho$  为正 (a) 和负 (b) 的分支中辐射出的伽马光子与电子初始方向的夹角, 参数为电子初始能量为 2 GeV,  $\varphi=\pi/6$ , 撞击的激光波长 1  $\mu\text{m}$ , 横坐标给出的功率密度为瞬时功率密度。作为对比, 目前的主流模型假设该发射角为 0

对于非线性 Breit-Wheeler 过程, 同样在激光强度  $a_0 \geq 10^3$ , 激光强度  $I \geq 10^{24} \text{ W/cm}^2$  时需要考虑激光光子能动量的效应, 具体结果同样请参考文献 [38]。

当单次激光光子能动量的效应显著时, 根据能量守恒, 非线性康普顿散射产生的伽马光子和散射后的电子的总能量就可以显著大于电子的初始能量。这就意味着散射后的电子能量甚至可以高于散射前, 对电子的作用于是可以产生一种“粒子加速”效应, 因为加速是在量子过程中完成的, 我们将它命名为量子加速<sup>[39]</sup>。

这是一个相对于传统的加速非常不同的概念。传统加速器开始于 1920 年代, 此后虽然诞生了各式各样的加速器, 它们最根本的原理却是从未改变: 产生合适的电磁场来向带电粒子施加前向的电场力。带电粒子获得的能量等于电场力对它做的功, 这是目前实验室粒子加速的唯一原理, 无论这个加速电场是由射频腔中的电磁波来提供, 还是由带电粒子束或激光在等离子体中激发的尾波场来提供。所有这些加速器的加速过程都是经典和连续的。

量子加速比起经典加速具有以下 3 个主要特点: 首先, 加速距离为零。要将带电粒子的能量提到足够高, 电场

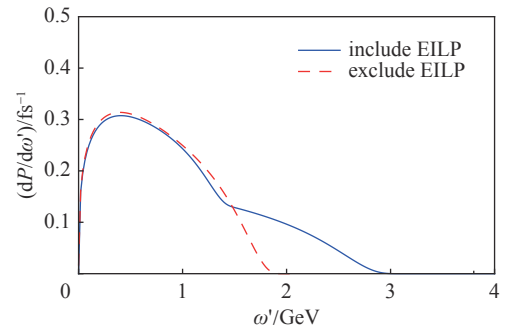


Fig. 3 Effects of involved laser photons in nonlinear Compton scattering on the spectrum of emitted gamma photon

图 3 参与非线性康普顿散射的激光光子能动量对产生的伽马光子的能谱的影响

力需要推动带电粒子走过足够长的距离。量子加速基于在极小时空范围内发生的量子过程,其加速距离几乎为0且不随加速能量增长。第二,加速能量随着装置规模的增长是超线性的。加速器是认识自然界最基本结构与最基本相互作用的主要工具,人类需要持续提高加速器的能量。然而高能加速器的尺寸与造价正在逼近人类工程和经济的极限。由于电场力对带电粒子做的功正比于加速距离,再考虑到辐射损失,任何经典加速器的加速能量随着装置规模的增长都是亚线性的。量子加速却可以实现超线性增长,这是因为量子加速的加速能量 $\propto I^{3/2}$ 可随着装置规模的 $3/2$ 次方超线性增长。第三,粒子增殖。在理想情况下,经典加速器在加速过程中保持带电粒子的数量不变。量子加速通过非线性 Breit-Wheeler 过程不但可以加速粒子,还可数十倍甚至更多地增加带电粒子。量子加速的具体讨论可以参见文献[39]。

#### 4 非线性康普顿散射的偏振效应

在上面两节的讨论中,我们实际上对非线性康普顿散射的初态自旋求取了平均,对末态粒子的自旋则进行了简单求和,并且没有标记各个粒子的自旋。这在高能物理的计算中是较为常见的操作。之所以这样做,一个重要原因是微分散射截面中不同自旋的部分全部加起来之后,由于对称性的影响,会消去大量复杂的项,大大简化微分散射截面的表达式。而自旋在某些物理过程中的影响确实也不大,这样的简化就显得非常方便甚至必要。

但是对于非线性康普顿散射过程来说,自旋(或者说偏振)的影响却是重要的。完全考虑初末态中电子和伽马自旋的非线性康普顿散射微分散射几率为<sup>[40-42]</sup>

$$\frac{dW}{dudt} = \frac{\alpha m^2}{16\sqrt{3}k p_0(1+u)^3} (F_0 + \xi_1 F_1 + \xi_2 F_2 + \xi_3 F_3) \quad (13)$$

其中 $\xi_{1,2,3}$ 是表示光子偏振的 Stokes 参数<sup>[43]</sup>。而 $F_{0,1,2,3}$ 分别为

$$F_0 = -(2+u)^2 [\text{IntK}_{1/3}(u') - 2\text{K}_{2/3}(u')] (1+S_{if}) + u^2 (1-S_{if}) [\text{IntK}_{1/3}(u') + 2\text{K}_{2/3}(u')] + 2u^2 S_{if} \text{IntK}_{1/3}(u') - (4u+2u^2)(S_f+S_i) \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] \text{K}_{1/3}(u') - 2u^2 (S_f-S_i) \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] \text{K}_{1/3}(u') - 4u^2 [\text{IntK}_{1/3}(u') - \text{K}_{2/3}(u')] (S_i \cdot \hat{v})(S_f \cdot \hat{v}) \quad (14)$$

$$F_1 = -2u^2 \text{IntK}_{1/3}(u') \{ (S_i \cdot \hat{a}) S_f \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] + (S_f \cdot \hat{a}) S_i \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] \} + 4u \{ (S_i \cdot \hat{a})(1+u) + (S_f \cdot \hat{a}) \} \text{K}_{1/3}(u') + 2u(2+u) \hat{v} \cdot [S_f \times S_i] \text{K}_{2/3}(u') \quad (15)$$

$$F_2 = -(2u^2 \{ (S_i \cdot \hat{v}) S_f \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] + (S_f \cdot \hat{v}) S_i \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] + 2u(2+u) \hat{a} \cdot [S_f \times S_i] \}) \text{K}_{1/3}(u') - 4u \{ (S_i \cdot \hat{v}) + (S_f \cdot \hat{v})(1+u) \} \text{IntK}_{1/3}(u') + 4u(2+u) \{ (S_i \cdot \hat{v}) + (S_f \cdot \hat{v}) \} \text{K}_{1/3}(u') \quad (16)$$

$$F_3 = 4 \left[ 1+u + \left( 1+u + \frac{u^2}{2} \right) S_{if} - \frac{u^2}{2} (S_i \cdot \hat{v})(S_f \cdot \hat{v}) \right] \text{K}_{2/3}(u') + 2u^2 \{ S_i \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] S_f \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] - (S_i \cdot \hat{a})(S_f \cdot \hat{a}) \} \text{IntK}_{1/3}(u') - 4u \{ (1+u) S_i \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] + S_f \cdot [\hat{v} \times \hat{a}] \} \text{K}_{1/3}(u') \quad (17)$$

其中,  $u' = 2u/3\chi$ ,  $\text{IntK}_{1/3}(x) = \int_x^\infty \text{K}_{1/3}(y) dy$ ,  $S_i$ 为电子的初态自旋,  $S_f$ 为电子的末态自旋 $S_{if} = S_i \cdot S_f$ 。这里,  $\xi_{1,2,3}$ 以及 $S$ 是以 $\hat{e}_1 = \hat{a} - \hat{v}(\hat{v} \cdot \hat{a})$ 和 $\hat{e}_2 = \hat{v} \times \hat{a}$ 和 $\hat{e}_3 = \hat{v}$ 为轴( $\hat{v}$ 和 $\hat{a}$ 分别为电子的瞬时速度单位矢量和加速度单位矢量),表征了伽马光子偏振和电子自旋的 Stokes 参数。其中 $\xi_1$ 描述了沿着 $\frac{\hat{e}_1 + \hat{e}_2}{\sqrt{2}}$ 和 $\frac{\hat{e}_2 - \hat{e}_1}{\sqrt{2}}$ 线偏振的程度,  $\xi_1 = 1$ 表示完全沿着 $\frac{\hat{e}_1 + \hat{e}_2}{\sqrt{2}}$ 方向而 $\xi_1 = -1$ 表示完全沿着 $\frac{\hat{e}_2 - \hat{e}_1}{\sqrt{2}}$ ;  $\xi_2$ 描述了圆偏振程度,  $\xi_2 = 1$ 表示完全左旋圆偏振,  $\xi_2 = -1$ 表示完全右旋圆偏振。  $\xi_3$ 描述了伽马的线偏振沿着 $\hat{e}_1$ 或 $\hat{e}_2$ 方向的程度,  $\xi_3 = 1$ 表示完全沿着 $\hat{e}_1$ 方向而 $\xi_3 = -1$ 表示完全沿着 $\hat{e}_2$ 方向;而对于电子自旋来说,  $S_j$ 在 $j = 1 \sim 3$ 时分别表示电子自旋朝向 $\hat{e}_3$ ,  $\hat{e}_1$ 和 $\hat{e}_2$ 的程度,正向为1,负向为-1。相互独立的两个自旋状态A和B满足 $(1 + \xi_A \cdot \xi_B)/2 = 0$ 。

当一个电子发生非线性康普顿散射的时候,电子的自旋初态是确定的,再选取两个相互独立的末态电子自旋并计算出 $F_{0-3}$ ,取两个相互独立的光子自旋基为 $\xi^\pm = \pm(F_1, F_2, F_3)/\sqrt{F_1^2 + F_2^2 + F_3^2}$ ,这两个互相独立的自旋态的几率按照式(13)计算。

另外,应当注意到的是,对电子的初态自旋 $S_i$ 求平均、对电子的末态自旋 $S_f$ 求和之后,所有含有 $S_i$ 或 $S_f$ 的,也就是和电子自旋相关的项就会全部消去,留下来的只有 $F_0$ 中第1,2项的部分以及 $F_3$ 中第1项的部分。再进一步对伽马光子的偏振 $\xi^\pm$ 求和,则 $F_{1-3}$ 全部消去,留下来的只有 $F_0$ 中第1,2项的部分,整个微分散射几率的表达式回归到式(6)。

图 4 给出了无偏振电子与线偏振激光通过非线性康普顿散射产生的伽马光子的线偏振度随光子能量的变化趋势的两个例子。(a)中电子初始能量为 100 MeV, 对向撞击的激光波长 1  $\mu\text{m}$ , 瞬时功率密度为  $10^{21} \text{ W/cm}^2$ ; (b)中电子初始能量为 1 GeV, 撞击的激光波长 1  $\mu\text{m}$ , 瞬时功率密度为  $10^{23} \text{ W/cm}^2$ 。可以看到, 如图 4(a)一样  $\chi$  很小时, 线偏振度随着能量先升后降, 但是考虑到  $\chi$  很小, 实际产生的伽马射线其实只覆盖了  $\delta \ll 1$  的部分, 所以测量可以得到的偏振度是随能量上升的。而如图 4(b)一样  $\chi$  很大时, 线偏振度随着能量基本上一直在降低, 由于  $\chi$  很大, 实际产生的伽马射线基本覆盖了  $\delta = 0 \sim 1$  的全部范围, 所以测量可以得到的偏振度是随能量下降的。

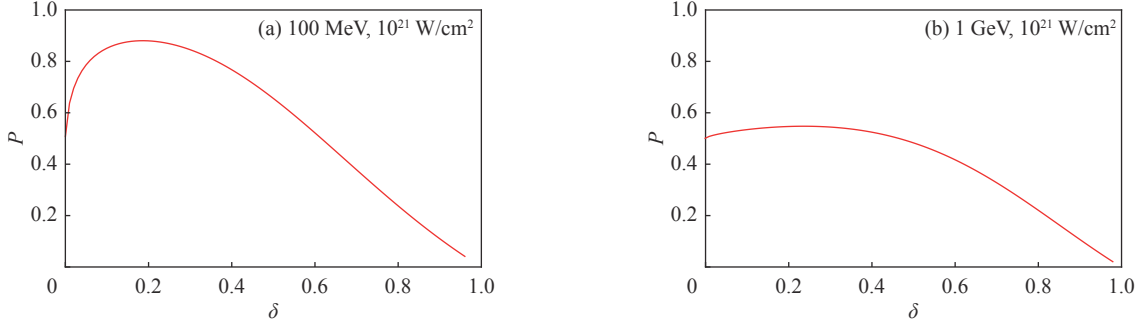


Fig. 4 Linear polarization rate of gamma photons emitted through NCS of linearly polarized laser with un-polarized electrons

图 4 无偏振电子与线偏振激光通过非线性康普顿散射产生的伽马光子的线偏振度随  $\delta$  的变化趋势

## 5 有限相干长度带给非线性康普顿散射的影响

我们知道, 式(6)给出的非线性康普顿散射公式其实是在 LCCFA 下得到的。而 LCCFA 广为人知的一个前提就是  $a_0 \gg 1$ , 在该条件下, 相干长度  $\Delta\phi \sim 1/a_0 \ll 1$  非常小, 因此可以认为是在本地、瞬时发生的过程。在未来的激光条件下,  $a_0 \gg 1$  一般来说是比较容易实现的。然而, 目前的许多装置产生的激光场,  $a_0 \sim 1-10$  不算很大, 但也不算很小。所以, 在这种激光条件下, LCCFA 的条件虽然差不多可以认为已经满足, 但是其实又并不完全准确。那么, 对于这种中等强度激光, 非线性康普顿散射与  $a_0 \gg 1$  时有什么样的不同, 应该如何描述呢? 另外, 根据目前描述非线性康普顿散射的主流量子理论, 其辐射出的光谱在低能部分是发散的。具体来说, 它的微分辐射几率, 即式(6)在低能部分是正比于  $u^{-2/3}$  的, 虽然微分辐射几率是发散的, 总的辐射几率仍然是有限的。但是微分辐射几率真的是发散的么?

这两个问题其实都涉及非线性康普顿散射的辐射相干长度。式(6)是基于 LCCFA 给出的, 它成立的条件是辐射相干长度很短, 参与非线性康普顿散射的外场基本可以认为就是电子瞬时感受到的外场。我们会在下面看到, 严格说来, 相干长度  $\Delta\phi \ll 1$  除了要求  $a_0 \gg 1$  之外, 实际上还有  $a_0^3/\chi \gg 1$ <sup>[42-43]</sup> 以及  $\frac{u}{1+u} \gtrsim \frac{\chi}{a_0^3}$ <sup>[44]</sup> 这样两个条件。在这两个条件中, 前一个考虑到超强激光与目前电子可以加速到的能量来说, 一般比较容易达成, 但是激光强度如果只是简单大于 1, 而不是远远大于 1, 或者只要电子的能量足够高, 这个限制条件是可以被突破的。而第二个条件, 在辐射能谱的低能段, 总是存在  $u < \chi/a_0^3$  这一部分不满足该条件。当然, 这两种条件下有限相干长度造成的影响在可预见的未来实验条件下对非线性康普顿的影响其实是比较有限的。

我们从非线性康普顿散射的微分散射几率<sup>[44-46]</sup>(非 LCCFA)

$$\frac{dW}{dk'_- d\phi_+} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{p_-} \frac{a_0}{\chi_0} \text{Im} \int \frac{d\phi_-}{\phi_- + i0} \left\{ 1 + \frac{p_-^2 + (p_- - k'_-)^2}{4p_-(p_- - k'_-)} [a_{\perp}(\phi_+ - \phi_-/2) - a_{\perp}(\phi_+ + \phi_-/2)]^2 \right\} e^{i\Phi(k'_-, \phi_+, \phi_-)} \quad (18)$$

出发, 其中

$$\Phi(k'_-, \phi_+, \phi_-) = \frac{1}{2} \frac{k'_-}{p_- - k'_-} \frac{a_0}{\chi_0} \left\{ \phi_- + \int_{-\phi_-/2}^{\phi_-/2} d\tilde{\phi} a_{\perp}^2(\phi_+ + \tilde{\phi}) - \frac{1}{\phi_-} \left[ \int_{-\phi_-/2}^{\phi_-/2} d\tilde{\phi} a_{\perp}(\phi_+ + \tilde{\phi}) \right]^2 \right\} \quad (19)$$

式中 Im 表示取虚部, 对于平面波来说,  $a_{\perp} = a_0$ ,  $\phi_- = \phi - \phi'$ ,  $\phi_+ = (\phi + \phi')/2$ 。可以看到, 相位的最低阶近似为

$$\Phi(k'_-, \phi_+, \phi_-) = \frac{1}{2} \frac{k'_-}{p'_-} \frac{a_0}{\chi_0} \left[ \phi_- + \frac{1}{12} a_0'^2(\phi_+) \phi_-^2 \right] \quad (20)$$

相位改变覆盖范围达到  $\pi$  时约为非线性康普顿散射的一个相干长度, 那么相干长度  $\Delta\phi \sim \left( \chi_0 \frac{p'_-}{k'_-} \right)^{1/3} / a_0$  要满足远

远小于 1 的物理要求就是  $\frac{u}{1+u} \gtrsim \frac{\chi}{a_0^3}$ 。因此, 当  $k'_- \lesssim \frac{\chi}{a_0^3} p_-$  时, LCCFA 就不再适用。而且哪怕  $a_0$  很大, 非线性康普顿散射的能谱都一定存在这个部分。另外, 如果电子的能量非常高, 使  $a_0$  虽然并不大, 但是  $\chi$  却很大, 那么就可能造成  $\frac{\chi}{a_0^3} \gtrsim 1$ , 这种情况下, 对能谱的影响就不再局限于低能端, 而会扩展到整个能谱。

另外还有一点需注意的是, 较长的相干长度除了对辐射的强度造成显著影响之外, 它本身也意味非线性康普顿散射不再是一个局域和瞬时的过程。因此, 这一方面这对于模拟计算提出了新的问题, 另一方面, 适合与 LCCFA 公式开展对比的物理量就变成了  $dW/du$ 。在  $k'_- \rightarrow 0$  时,  $dW/du$  趋向于一个常数, 即<sup>[44]</sup>

$$\left. \frac{dW}{du} \right|_{u \rightarrow 0} = \frac{\alpha}{2} \frac{p'_- a_0}{p_- \chi_0} \int d\phi a^2(\phi) \quad (21)$$

作为对比, LCCFA 得到微分辐射几率可由式(6)改写为

$$\frac{dW}{du d\phi} = \frac{\alpha}{\pi \sqrt{3}} \frac{p'_- a_0}{p_- \chi_0} \frac{1}{(1+u)^2} \left[ \left( 1+u + \frac{1}{1+u} \right) K_{2/3} \left( \frac{2u}{3\chi} \right) - \int_{2u/3\chi}^{\infty} dy K_{1/3}(y) \right] \quad (22)$$

图 5 对比了准确理论与基于 LCCFA 的理论给出的非线性康普顿散射产生的伽马低能段能谱, 其中电子能量为 1 GeV, 对向撞击的激光波长 1  $\mu\text{m}$ ,  $a_0=10$ , 持续时间为  $\tau=12$  fs。可以看到, 在低能段, 准确理论与基于 LCCFA 的理论差别很大。但是需要注意的是, 它们之间的差别对非线性康普顿散射的辐射几率、对电子造成的能损等的影响往往很有限。而且随着激光功率密度的提高, 这个影响还在迅速减小。

## 6 结 论

本文我们首先介绍了经典的辐射反作用理论, 以及电子在超强激光场中辐射的主要形式——非线性康普顿散射目前的主流量子理论。即非线性康普顿散射在 LCCFA 下, 相干长度非常小的, 自旋做了平均的、不考虑参与散射激光光子能动量的理论。该理论简单明了, 适用范围很广, 影响很大。然后我们分别介绍了考虑参与散射激光光子动量、包含初末态自旋的, 以及相干长度不能忽略条件下的 3 种针对主流理论的修正。在此基础之上, 我们还对这 3 种修正的基本性质和物理效应做了简单的讨论并对其可能应用做了展望。其中, 参与散射的激光光子动量显著影响非线性康普顿散射的能谱和辐射方向的条件是激光强度  $I \gtrsim 10^{24} \text{ W/cm}^2$ , 利用它可以产生能量高于初态的末态粒子, 那么就在量子过程中实现了带电粒子的“加速”。该效应可以在相互垂直的粒子-激光撞击中, 通过带电粒子的横向角度改变来检验。当  $\chi$  很小时, 线偏振激光与无自旋偏向的电子束间的非线性康普顿散射产生的伽马的偏振度, 基本是随着伽马光子的能量上升的。但是当  $\chi$  很大时, 线偏振度则随着能量降低。这种线偏振度随能量的变化可以作为在物理实验中检验非线性康普顿散射含自旋理论的一个特征信号。在任意参数下, 非线性康普顿散射能谱的低能部分都一定存在辐射相干长度效应不可忽略的部分, 造成最低能端的微分辐射几率有限, 而不是发散。但是如果电子的能量非常高, 使得  $a_0$  虽然并不大, 但是  $\chi$  却很大, 满足  $\chi/a_0^3 \gtrsim 1$ , 对能谱的影响就会扩展到整个能谱。不过, 在前种情况中, 要在强烈的高能伽马背景下精确测量低能伽马能谱是很有挑战性的, 而后种情况对实验条件的要求又比较苛刻。

### 参考文献:

- [1] Danson C N, Brummitt P A, Clarke R J, et al. Vulcan Petawatt—an ultra-high-intensity interaction facility[J]. *Nuclear Fusion*, 2004, 44(12): S239-S246.
- [2] Weber S, Bechet S, Borneis S, et al. P3: An installation for high-energy density plasma physics and ultra-high intensity laser-matter interaction at ELI-Beamlines[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2017, 2(4): 149-176.
- [3] Guo Zhen, Yu Lianghong, Wang Jianye, et al. Improvement of the focusing ability by double deformable mirrors for 10-PW-level Ti: sapphire chirped pulse amplification laser system[J]. *Optics Express*, 2018, 26(20): 26776-26786.
- [4] Zou J P, Le Blanc C, Papadopoulos D N, et al. Design and current progress of the Apollon 10 PW project[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2015,

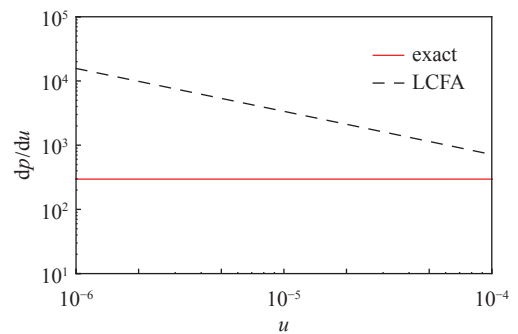


Fig. 5 Comparison of exact and LCCFA predictions of the low energy part of NCS spectrum

图 5 对比准确理论与 LCCFA 理论给出的非线性康普顿散射产生的伽马低能段能谱



- 3: e2.
- [5] Gales S, Tanaka K A, Balabanski D L, et al. The extreme light infrastructure nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2018, 81: 094301.
- [6] Bromage J, Bahk S W, Begishev I A, et al. Technology development for ultraintense all-OPCPA systems[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7: e4.
- [7] Carlidge E. The light fantastic[J]. *Science*, 2018, 359(6374): 382-385.
- [8] Tiwari G, Gaul E, Martinez M, et al. Beam distortion effects upon focusing an ultrashort petawatt laser pulse to greater than  $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$ [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(11): 2764-2767.
- [9] Zeng Xiaoming, Zhou Kainan, Zuo Yanlei, et al. Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped pulse amplification[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(10): 2014-2017.
- [10] Yanovsky V, Chvykov V, Kalinchenko G, et al. Ultra-high intensity-300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate[J]. *Optics Express*, 2008, 16(3): 2109-2114.
- [11] Pirozhkov A S, Fukuda Y, Nishiuchi M, et al. Approaching the diffraction-limited, bandwidth-limited petawatt[J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20486-20501.
- [12] Yoon J W, Jeon C, Shin J, et al. Achieving the laser intensity of  $5.5 \times 10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$  with a wavefront-corrected multi-PW laser[J]. *Optics Express*, 2019, 27(15): 20412-20420.
- [13] Yoon J W, Yoon J W, Kim Y G, et al. Realization of laser intensity over  $10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$ [J]. *Optica*, 2021, 8(5): 630-635.
- [14] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, 7: e54.
- [15] Jackson J D. Classical electrodynamics[M]. New York: Wiley Press, 1975.
- [16] Landau L D, Lifshitz E M. The classical theory of fields[M]. Oxford: Pergamon Press, 1975.
- [17] Schwinger J. On gauge invariance and vacuum polarization[J]. *Physical Review*, 1951, 82(5): 664-679.
- [18] Klein J J, Nigam B P. Birefringence of the vacuum[J]. *Physical Review*, 1964, 135(5B): B1279-B1280.
- [19] Adler S L, Bahcall J N, Callan C G, et al. Photon splitting in a strong magnetic field[J]. *Physical Review Letters*, 1970, 25(15): 1061-1065.
- [20] Unruh W G. Notes on black-hole evaporation[J]. *Physical Review D*, 1976, 14(4): 870-892.
- [21] Zhang Bo, Zhang Zhimeng, Hong Wei, et al. Vacuum radiation induced by time dependent electric field[J]. *Physics Letters B*, 2017, 767: 431-436.
- [22] Marklund M, Shukla P K. Nonlinear collective effects in photon-photon and photon-plasma interactions[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(2): 591-640.
- [23] Ehlötzky F, Krajewska K, Kamiński J Z. Fundamental processes of quantum electrodynamics in laser fields of relativistic power[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2009, 72: 046401.
- [24] 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.
- [25] Mourou G, Tajima T. Summary of the IZEST science and aspiration[J]. *The European Physical Journal Special Topics*, 2014, 223(6): 979-984.
- [26] 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.
- [27] 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.
- [28] Wistisen T N, Di Piazza A, Knudsen H V, et al. Experimental evidence of quantum radiation reaction in aligned crystals[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 795.
- [29] Wistisen T N, Di Piazza A, Nielsen C F, et al. Quantum radiation reaction in aligned crystals beyond the local constant field approximation[J]. *Physical Review Research*, 2019, 1: 033014.
- [30] Nikishov A I, Ritus V I. Quantum processes in the field of a plane electromagnetic wave and in a constant field. Part II[J]. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 1964, 46: 776.
- [31] Nikishov A I, Ritus V I. Pair production by a photon and photon emission by an electron in the field of an intense electromagnetic wave and in a constant field[J]. *Soviet Physics JETP*, 1967, 25(6): 1135-1142.
- [32] 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.
- [33] Ji Liangliang, Pukhov A, Kostyukov I Y, et al. Radiation-reaction trapping of electrons in extreme laser fields[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 145003.
- [34] Gonoskov A, Bashinov A, Gonoskov I, et al. Anomalous radiative trapping in laser fields of extreme intensity[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113: 014801.
- [35] Ducloux R, Kirk J G, Bell A R. Monte Carlo calculations of pair production in high-intensity laser-plasma interactions[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2011, 53: 015009.
- [36] Arber T D, Bennett K, Brady C S, et al. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2015, 57: 113001.
- [37] Ridgers C P, Kirk J G, Ducloux R, et al. Modelling gamma-ray photon emission and pair production in high-intensity laser-matter interactions[J]. *Journal of Computational Physics*, 2014, 260: 273-285.
- [38] Zhang Bo, Zhang Zhimeng, Deng Zhigang, et al. Effects of involved laser photons on radiation and electron-positron pair production in one coherence interval in ultra intense lasers[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 16862.
- [39] Zhang Bo, Zhang Zhimeng, Deng Zhigang, et al. Quantum mechanisms of electron and positron acceleration through nonlinear Compton scatterings and

- nonlinear Breit-Wheeler processes in coherent photon dominated regime[J]. [Scientific Reports](#), 2019, 9: 18876.
- [40] 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.
- [41] Li Yanfei, Shaisultanov R, Chen Y Y, et al. Polarized ultrashort brilliant multi-GeV  $\gamma$  rays via single-shot laser-electron interaction[J]. [Physical Review Letters](#), 2020, 124: 014801.
- [42] 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.
- [43] McMaster W H. Matrix representation of polarization[J]. [Reviews of Modern Physics](#), 1961, 33(1): 8-27.
- [44] Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M. Quantum radiation theory in inhomogeneous external fields[J]. [Nuclear Physics B](#), 1989, 328(2): 387-405.
- [45] Dinu V, Harvey C, Ilderton A, et al. Quantum radiation reaction: from interference to incoherence[J]. [Physical Review Letters](#), 2016, 116: 044801.
- [46] Di Piazza A, Tamburini M, Meuren S, et al. Implementing nonlinear Compton scattering beyond the local-constant-field approximation[J]. [Physical Review A](#), 2018, 98: 012134.