

光学学报

全光逆康普顿散射源

魏见萌^{1,2}, 夏长权^{3*}, 冯珂², 张虹², 姜海², 葛彦杰², 王文涛^{2**}, 冷雨欣^{2***}, 李儒新^{2,4}

¹中国科学技术大学物理学院, 安徽 合肥 230026;

²中国科学院上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 中国科学院超强激光科学卓越中心, 上海 201800;

³扬州大学物理科学与技术学院, 江苏 扬州 225009;

⁴上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 200031

摘要 逆康普顿散射源是利用高能电子束和强激光对撞产生高能辐射的光源。传统电子加速器作为电子源的逆康普顿散射源体积庞大,难以推广。而新型的激光等离子体电子加速器具有更高的加速梯度,具备小型化的发展潜力。全光逆康普顿散射源就是一种基于激光等离子体电子加速器实现的小型化高能辐射源,具有更短脉宽、更高亮度的辐射输出,应用前景十分广阔。首先,总结了全光逆康普顿散射源在提高亮度、能量和单能性等方面的优化研究进展,并分析了设计重点;最后,介绍了全光逆康普顿散射源在基础科学研究、工业和生物医学领域的典型应用。

关键词 超快激光; 激光等离子体电子加速; 全光逆康普顿散射源; 新型辐射源

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231602

1 引言

1923年,美国物理学家Compton^[1]在散射实验中观察到部分散射光波长大于入射光波长的现象。经典的汤姆孙散射(TS)理论无法解释该现象,而Compton基于量子理论对该现象给出了合理的解释,上述过程也因此被称为康普顿散射(CS)。CS为光的粒子性提供了实验证明,Compton也因发现康普顿效应而获得1927年诺贝尔物理学奖。20世纪40年代,Feenberg等^[2]在测量宇宙环境中的高能电子束能量衰减时,发现了高能电子对散射光子极强的频移作用。区别于CS过程中电子能量升高、光子能量降低,上述散射过程中光子获得能量,因此该过程被称为逆康普顿散射(ICS)。ICS为高能辐射源的发展提供了新的可能。1963年,随着第一台激光器的诞生,Milburn^[3]和Arutyunian等^[4]提出利用相对论电子束与激光作用产生高能光子的想法。随后多个研究团队尝试利用该方法产生高能光子,但受限于当时激光技术的发展,该方案获得的光子品质较差,并不能作为辐射源使用。而随着大功率激光器的出现以及电子加速技术的快速发展,ICS源作为辐射源的优势逐渐显现出来。

传统ICS光源^[5-9]中的电子束一般来自于储存环电子加速器或直线电子加速器。例如位于英国的

HIGS装置,位于日本的LEPS装置、NewSUBARU装置,位于中国的SLEGS装置等,其辐射能量一般在百MeV到数GeV, γ 光子通量一般在 $10^6\sim 10^9\text{ s}^{-1}$ 。近年来随着超强超短激光技术的不断进步,直线电子加速器与超强超短激光相结合的ICS装置开始发展起来,例如在建的ELI-NP装置便是基于这种结构,因其可以产生脉宽较短的X/ γ 射线,所以它是一种极具前景的超短伽马光源。另一方面,超强超短激光技术的进步也推动了激光等离子体电子加速器(LPA),尤其是激光尾波场电子加速器(LWFA)相关技术的发展。2004年,《Nature》封面报道了分别来自英、美、法三个国家的研究团队在激光尾波场电子加速实验研究中取得的突破性成果,三个团队首次在实验上通过激光尾波场电子加速获得了百MeV的准单能电子束^[10-12]。新型电子加速器为ICS源的发展带来了新的机遇。基于激光等离子体电子加速的ICS源因其电子与辐射的产生均依赖于激光实现,又被称为全光逆康普顿散射源(AOCS)。

传统的ICS装置造价均十分高昂,建造如此大型的装置往往需要数亿美金,例如建造ELI-NP康普顿伽马源大约需花费3亿美金。并且这类装置庞大的体积也限制了它们在台式化辐射源等方面的应用。而新型的AOCS凭借其能量高、峰值亮度高、源尺寸小、准

收稿日期: 2023-09-27; 修回日期: 2023-11-06; 录用日期: 2023-11-22; 网络首发日期: 2023-12-12

基金项目: 国家自然科学基金(11675245)

通信作者: *xiachq@yzu.edu.cn; **wwt1980@siom.ac.cn; ***lengyuxin@siom.ac.cn

单色、具有可调的涡旋与偏振特性等优势,现已成为许多前沿科学领域的重要工具。

2 物理机制

2.1 激光尾波场电子加速

当一束超强超短激光在等离子体中传播时,电子在激光有质动力的作用下被排开,而质量较大的离子可看作保持不动,从而形成了一个空间电荷场。在激光的传播过程中,被排开的电子落后于激光,这些落后的电子又会在有质动力和空间电荷力的共同作用下被拉回来并不断振荡,从而激发等离子体波。等离子体波长 λ_p (单位为 μm)及振荡频率 ω_p 分别表示^[13]为

$$\lambda_p \cong \frac{3.3 \times 10^{10}}{\sqrt{n_0}}, \quad (1)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}, \quad (2)$$

式中: n_0 表示等离子体密度,单位为 cm^{-3} ;e表示电子电荷量; m_e 表示静止电子的质量。等离子体波的相速度近似等于电磁波的群速度,小于光速,表示为

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (3)$$

式中: ω 和 k 分别为电磁波的频率与波数; c 为真空中的光速; ω_p 为等离子体波的振荡频率。

当电子满足一定的注入条件时会被注入到尾波场中,其注入方式包括自注入、密度梯度注入、电离注入等。注入的电子在尾波场纵向电场力的作用下不断加速,可加速到相对论能量。由于尾波场的相速度小于光速,因此电子速度会逐渐超过尾波场相速度,最终滑入尾波场减速区间,进入失相阶段。

激光尾波场电子加速的加速梯度可以达到 100 GV/m ,高出传统射频加速器加速梯度三个数量级,因此大大缩小了加速器的尺寸。并且LWFA产生的电子束脉宽短、流强高,非常适用于研制台式化辐射源。

2.2 ICS

CS过程是高频光子与电子的非弹性散射过程,电子与光子碰撞时两者之间发生能量转移,电子能量升高,光子能量降低,散射光子的频率相应降低^[1]。当入射光的能量远远小于电子静止能量,即 $E_L \ll m_e c^2$ 时,入射光与静止电子的碰撞可以近似看作弹性散射过程,碰撞前后光子的频率保持不变,该过程被称为TS。TS可以用经典的电磁理论解释,可以看作是CS的低能极限。

区别于CS过程中电子能量升高光子能量降低,ICS过程中光子能量升高。全光ICS装置的电子来自激光等离子体加速得到的相对论电子。ICS过程如图1所示。对于ICS过程的分析,首先只需要通过坐标变换,将光子与运动电子的碰撞过程放在“电子静止坐标

系”中观察,在这一参考系下,ICS过程的分析与CS过程一致。若在“电子静止坐标系”中入射光子能量($2\gamma E_L$, γ 为电子的洛伦兹因子)远小于电子的静止能量($m_e c^2$),则可以用经典的TS理论来描述ICS过程。随后再通过洛伦兹变换,得到实验室系下散射光子的频率。这一过程光子共经过了两次多普勒频移,因此可以输出高能光子。本文所探讨的ICS均在TS极限的框架下,因此也可称之为TS。

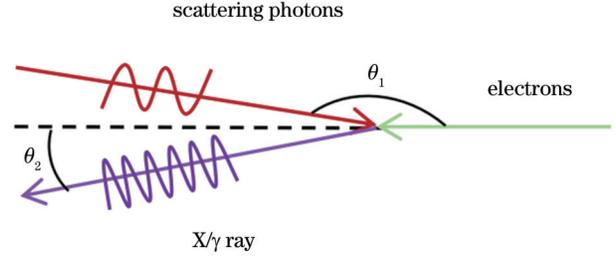


图 1 ICS 示意图

Fig. 1 Schematic diagram of ICS

在ICS过程中,激光场的强度将会对电子的运动轨迹产生影响,进而对辐射谱产生影响。根据入射激光场的归一化矢势的大小 $a_0 = eE/m_e \omega_0 c$ (E 是激光电场强度振幅, ω_0 是入射激光的角频率),可以将ICS分为线性散射和非线性散射。

当 $a_0 \ll 1$ 时,ICS为线性散射,类似于“波荡器”。在这种情况下,一个电子最多只与一个光子发生作用,并发射一个光子。此时,辐射谱只包含基频成分。当电子束与激光正对撞,即对撞角度为 180° 时,沿电子运动方向出射的光子频率可近似等于 $4\gamma_0^2 \omega_0$ (γ_0 表示电子的洛伦兹因子)。

当 $a_0 \geq 1$ 时,ICS为非线性散射,类似于“摇摆器”。这时电子所受的磁场力和洛伦兹力相当,电子做“8”字运动。由于电子的径向运动发生改变,辐射频率发生显著的红移,并且出现多光子吸收的现象,即一个电子可吸收多个光子,最终发射一个光子^[14-16],此时散射光子由各谐波频率的光子组成。若 $a_0 \gg 1$,最高谐波级次为 $n \propto a_0^3$,因此辐射谱的带宽也会发生展宽。

无论是线性还是非线性,散射光子的频率与入射光子的频率^[17]均可表示为

$$\omega_n = \frac{2(1 - \beta_0 \cos \theta_1) \gamma_0^2 n \omega_0}{1 + \frac{a_0^2}{2} + \gamma_0^2 \theta_2^2}, \quad (4)$$

式中: β_0 为电子归一化速度的大小; θ_1 和 θ_2 分别表示电子与激光的对撞角度以及辐射的远场观察角度。

散射的总光子数^[17]可估计为

$$N_\gamma = \frac{\pi}{3} \alpha N_e N_0 a_0^2 \frac{(1 + a_0^2/2)(1 - \beta_0 \cos \theta_1)}{\langle n \rangle (1 - \bar{\beta} \cos \theta_1)}, \quad (5)$$

式中: α 是精细结构常数; N_e 是电子总数; N_0 是激光脉冲的周期数; $\langle n \rangle$ 是平均谐波级次; $\bar{\beta}$ 是电子归一化速

度的平均值。

当激光的峰值光强进一步提高,达到 10^{22} W/cm^2 时,辐射光对电子的反作用力将不可忽略。相互作用中需要考虑电子由于辐射而导致的能量损失,更准确的描述需要采用量子电动力学(QED)模型。在这种高激光强度的相互作用中往往伴随着正负电子对的产生等新现象,这是一个仍需进一步研究的新领域。

3 AOCS 现状与设计

3.1 AOCS 现状

LPA 相比于传统加速器,其加速梯度提高了三个数量级,极大地缩小了加速器的尺寸,国内外多个研究团队也已通过激光等离子体电子加速产生了高品质电子束^[18-20]。LPA 的出现为高能辐射源的发展提供了一种全新的技术路径。利用 LPA 输出的电子束进行 ICS,可以实现 AOCS。全光 ICS 方案推进了辐射源的台式化应用,降低了辐射源的造价[建设一个台式化的 ICS 源(含激光器)花费约为几千万美金]。相比基于传统加速器的 ICS 装置,AOCS 的另一个突出优点是可以产生更高亮度的超短脉宽 γ 射线。LPA 产生的电子束具有 fs 量级的脉宽和 μm 量级的源尺寸,故基于 LPA 的辐射源也具有 fs 量级脉宽及 μm 量级源尺寸的特性,这使得其辐射的亮度相比基于传统加速器的 ICS 源得到了极大的提升。因此,全光 ICS 被认为是最具潜力实现高亮度飞秒 X/ γ 射线的方案。国内外多个研究团队也利用该方案开展了相关实验^[21]。

根据对撞光源的来源不同可将目前的全光 ICS 实验方案分为两种,一种是单束光结合等离子体镜的方案,一种是双束光方案。前者的对撞激光来自经等离子体镜反射后的 LPA 驱动激光,后者的对撞激光来自另一束单独的激光。两种方案的示意图如图 2 所示。采用单束光结合等离子体镜的方案易于控制对撞的对准过程,整个装置更加紧凑,但参与对撞的激光强度不易控制和测量(通常只能进行间接的测量)。采用双束光方案可以实现更多自由度的控制,例如可以对碰撞激光的强度、碰撞角度、传输过程进行精细调节,以实现不同特性的辐射输出,非常适合非线性 ICS 实验。2012 年,法国 Laboratoire d'Optique Appliquée 的研究团队^[22]首次采用单束光结合等离子体镜的方案使反射激光与 fs 量级脉宽的电子束碰撞产生自同步的 ICS,获得了能量为 $\sim 100 \text{ keV}$ 量级、总光子数达到 1×10^8 、亮度为 $1 \times 10^{21} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \text{ per } 0.1\% \text{ BW}$ (bandwidth) 的 X 射线。随后国内外各个研究团队相继开展全光 ICS 实验,并针对性地对辐射特性进行优化。其中,AOCS 的高亮度特性备受瞩目。2014 年,Sarri 等^[23]报告了双束光相向传播中非线性相对论性 TS 的实验证据,实验中产生的 γ 射线光子数大于 10^7 (能量 $> 6 \text{ MeV}$),脉宽为十几个 fs,发散角低至 2.5 mrad ,源

尺寸为 $30 \mu\text{m}$ 。得益于以上特性,其辐射峰值亮度大于 $1.8 \times 10^{20} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \text{ per } 0.1\% \text{ BW}$ @ 15 MeV 。2016 年,中国科学院上海光学精密机械研究所 Yu 等^[24]利用自同步的全光 ICS 方案产生了准单色和超高亮度的 MeV 量级的 γ 射线,单发光子产额达 10^7 ,源尺寸和发散角低至 $4 \mu\text{m}$ 与 4 mrad ,亮度高达 $3 \times 10^{22} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \text{ per } 0.1\% \text{ BW}$ 。2023 年,北京大学研究团队^[25]利用独特的碳纳米管结构与类金刚石薄膜结合,使 X 射线的产率高达 10^{10} photon/J ,得到了亮度估计可达 $10^{22} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \text{ per } 0.1\% \text{ BW}$ @ 10 MeV 的射线。AOCS 非常适合产生高能射线。2014 年,Liu 等^[26]采用双束光的全光 ICS 方案,独立优化两个激光脉冲的光学特性,利用二次谐波激光与电子束对撞,得到了能量大于 9 MeV 的伽马光子。2017 年,Yan 等^[27]采用双束光的实验方案,利用超强激光($a_0 \sim 12$)与电子束的高阶($n > 500$)多光子 ICS,得到了临界能量约为 27.9 MeV 的 γ 射线。2018 年,Cole 等^[28]同样采用双束光的全光 ICS 方案,利用高强度激光($a_0 \sim 24.7$)与电子束对撞产生了临界能量大于 30 MeV 的 γ 射线。由于多个应用领域需要窄带宽的 X/ γ 射线,因此除了提高辐射的亮度与能量,辐射的单能性也是各研究团队关注的重点。2014 年,Powers 等^[29]通过改变电子的能量,获得了能量在 $70 \sim 1000 \text{ keV}$ 范围内可调谐的准单能 X 射线。2015 年,Khrennikov 等^[30]通过控制电子的能量,得到了能量在 $5 \sim 42 \text{ keV}$ 范围内可调谐的准单能 X 射线。由上述实验可知:若要获得高能 γ 射线,一般采用强非线性 ICS,但代价是会使辐射光谱展宽;一般通过线性或弱非线性 ICS 产生能量较低的准单能 X 射线。因此如何在实验中获得窄带宽的高能 γ 射线仍有待探索。除此之外,产生高产额的辐射同样十分重要。2019 年,Lemos 等^[31]采用激光直接加速电子的方案,利用一束 ps-kJ 级激光加速电子后与等离子体镜碰撞,再反射到高能电子束上,通过 ICS 获得了能量为 $80 \sim 250 \text{ keV}$ 、光子数高达 10^{11} 的 X 射线。除了以上辐射特性的优化,2023 年,清华大学研究团队^[32]研究了 AOCS 的偏振特性,通过调整驱动激光的偏振态产生了偏振可调的 X 射线,在 18.2 mrad 发散角的范围内,线偏振 X 射线的偏振度为 $75(\pm 3)\%$ 。表 1 列出了近几年全光 ICS 的实验结果。

从近几年全光 ICS 实验获得的辐射参数可以看出,辐射源的尺寸可以达到 μm 量级,光子能量覆盖几十 keV 到几十 MeV 区间,单发光子数为 $10^7 \sim 10^{11}$,亮度可达 $10^{22} \text{ photon} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{mrad}^{-2} \text{ per } 0.1\% \text{ BW}$ 。由 LPA 输出的电子束的典型电荷量 $> 100 \text{ pC}$,若与之对撞的激光脉宽为 30 fs ,则根据式(2)可以计算出理论的单发光子数 $> 10^7$;如果重复频率为 10 Hz ,则理论的光子通量 $> 10^8 \text{ s}^{-1}$,高于拟建的一些基于传统直线加速器的 ICS 光源装置的光子通量。因此 AOCS 具有

优异的亮度、空间、光通量性质,在多个领域的应用中 具有独特的优势。

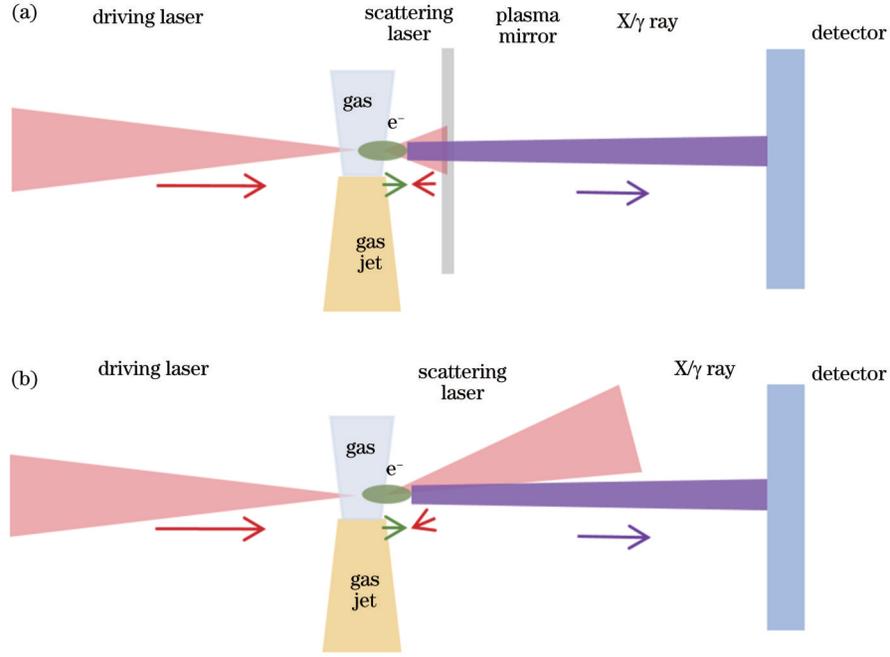


图 2 全光 ICS 实验示意图。(a)单束光结合等离子体镜方案;(b)双束光方案(箭头表示激光、电子束与辐射的传播方向)

Fig. 2 Schematic diagrams of the all-optical ICS experiment. (a) Scheme of single-laser with plasma mirror; (b) dual laser scheme (arrows indicate the propagation directions of the laser, electron beam and radiation)

表 1 全光 ICS 实验结果

Table 1 All-optical ICS experimental results

Year	Experimental scheme	Laser wavelength /nm	a_0	Laser energy /J	Laser pulse duration /fs	Electron energy / MeV	Electron charge / pC	Photon energy /MeV	Brilliance / (photon \cdot s $^{-1}\cdot$ mm $^{-2}\cdot$ mrad $^{-2}$ per 0.1% BW)	Photon number	Source size / μ m	Source divergence /mrad
2012 ^[22]	Single beam	810	1.2	1	30	100	120	0.05–0.20	1×10^{21} @ 0.1 MeV	10^8	<3 (FWHM)	18 [full width at half maxima (FWHM)]
2013 ^[42]	Two beams	800	0.4	0.5	90	250	120	1.2	1×10^{19}	10^7	5 ± 3 [root mean square (RMS)]	12.7 (FWHM)
2014 ^[29]	Two beams	800	0.3	0.13–0.17	150	55 ± 3	23	0.07–1.00	$\sim 3 \times 10^{18}$ @ 0.07 MeV / $\sim 1 \times 10^{19}$ @ 1 MeV	1.7×10^6	6(RMS)	10 (FWHM)
2014 ^[26]	Two beams	400	—	0.45	35	400	53 ± 10	>9	—	3×10^5	—	<10

续表

Year	Experimental scheme	Laser wavelength /nm	a_0	Laser energy /J	Laser pulse duration /fs	Electron energy / MeV	Electron charge / pC	Photon energy /MeV	Brilliance / (photon \cdot s $^{-1}\cdot$ mm $^{-2}\cdot$ mrad $^{-2}$ per 0.1% BW)	Photon number	Source size / μ m	Source divergence /mrad
2014 ^[23]	Two beams	800	2.0	18	42 \pm 4	550	16 \pm 3	6-20	1.8 \times 10 ²⁰ @15 MeV	>10 ⁷ (>6 MeV)	30	2.5
2015 ^[30]	Two beams	800	0.9	0.3	28	17-50	20	0.005-0.042	2 \times 10 ⁻¹ -15 \times 10 ¹⁸	—	—	—
2016 ^[24]	Single beam	800	1.0	3.3	33	160-420	30-120	0.3-2.0	3 \times 10 ²²	5 \times 10 ⁷	4	4
2017 ^[27]	Two beams	800	2-12	0.1-2.1	35	205 \pm 15/ 362 \pm 58	39 \pm 1/ 2 \pm 1	27.9	—	—	—	18 \pm 2
2018 ^[28]	Two beams	800	24.7 \pm 0.7	10.0 \pm 0.6	45	250-2000	—	$\epsilon_{\text{crit}} > 30$	—	10 ⁶ (2-500 MeV)	—	—
2019 ^[43]	Single beam	800	1.8	0.4	25	200	20	>0.2	—	4.5 \times 10 ⁷ / 1.2 \times 10 ⁷ (>0.2 MeV)	—	19 / 21
2019 ^[31]	Single beam	1053	1.0	120	1000	200-380	4000-11000	0.08-0.25	—	10 ¹¹	50(1/e ²)	100(1/e ²)
2019 ^[44]	Single beam	800	1.3	6	33	300/210	30	1.08/0.53	(2.6 \pm 0.3) \times 10 ²⁰	2.3 \times 10 ⁷	—	3.8/4.0
2020 ^[45]	Single beam	800	1.3	0.45	40	76	120	0.071	—	3 \times 10 ⁷	1(single shot) 14(80 consecutive shots)	33/24
2023 ^[25]	Single beam	800	19-24	26 \pm 2	21 \pm 1	—	—	0.049-0.290	10 ²² @10 MeV	—	—	—
2023 ^[32]	Single beam	800	—	0.5	40	70.3/ 74.0	52/74 (36% RMS)	0.005) / 0.064 (\pm 0.003)	—	1.1 \times 10 ⁷ / 1.3 \times 10 ⁷	—	17/13 (FWHM)

3.2 AOCS 的设计

AOCS 按功能可以分解为三个部分：电子束产生装置、电子束与激光的对撞装置、电子束与辐射的诊断装置。其中，电子束与辐射的产生是 AOCS 技术突破

需考虑的主要方向。接下来将从电子束参数、对撞激光参数、电子束与激光对撞过程进行具体的阐述。

3.2.1 电子束参数

AOCS 中大多采用 LWFA 作为电子束产生装置。

对于 LWFA, 需要考虑的指标主要有电子电量、能量、能量的可调性、能散度、电子束空间尺寸、发射度以及电子束的指向稳定性等。

由式(4)可知, 电子束的能量将会直接影响装置输出光子的能量。前文提到, 当散射过程为线性 ICS, 且 $\theta_1 = \pi, \theta_2 = 0$ 时, 光子能量与电子束能量之间的关系

可简单表示为 $E_{X/\gamma} = 4\gamma_0^2 E_L$ 。电子的能量可调性影响着装置输出的光子能量范围, 进而影响着装置的具体应用情景。如图 3 所示, 实验中可以通过控制电子的能量实现光子能量的可调谐性^[30]。此外, 若需要高能电子进行对撞, 可以通过毛细管放电波导引导对激光进行聚焦, 以实现高能光子的输出^[18,33]。

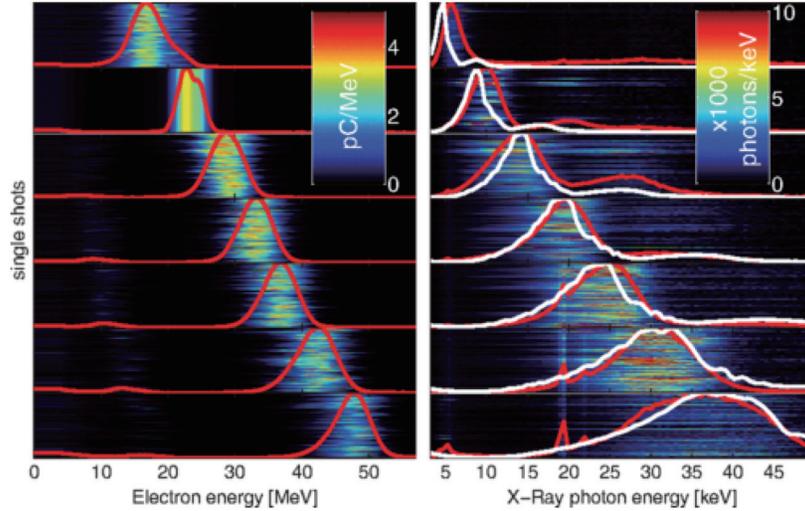


图 3 电子能谱(左)与对应的 X 射线光谱(右)^[30]

Fig. 3 Electron (left) and corresponding X-ray photon (right) spectrum^[30]

电子束的能散与发射度对输出辐射的单色性有着重要影响。辐射的相对带宽^[34]表示为

$$\frac{\sigma_{E_{ph}}}{E_{ph}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\theta_{max}}}{E_{\theta_{max}}} + \frac{\sigma_{\epsilon}}{E_{\epsilon}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_L}{E_L}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\gamma}}{E_{\gamma}}\right)^2}, \quad (6)$$

式中: $\sigma_{E_{ph}}, \sigma_{\theta_{max}}, \sigma_{\epsilon}, \sigma_L, \sigma_{\gamma}$ 分别为辐射的带宽、电子关于辐射观察角分布的均方差、电子束归一化均方根发射度、激光带宽、电子束均方根能散; $E_{ph}, E_{\theta_{max}}, E_{\epsilon}, E_L, E_{\gamma}$ 分别为辐射光子能量、与辐射观察角有关的标准化值、

电子束横向均方根尺寸、入射激光能量、电子能量。第一个平方项中的第一项是光子观察角对带宽的贡献; 第二项是电子束发射度与电子束尺寸相关的带宽; 后两个平方项分别代表电子束与对撞激光的相对带宽。图 4 分别展示了辐射带宽与电子束能散以及发射度的关系。因此, 对于单色性要求高的应用领域, 需要合理控制电子束的能散度与发射度。Wang 等^[20]通过对密度峰的设计实现了能量啁啾控制, 降低了电子束的能散。

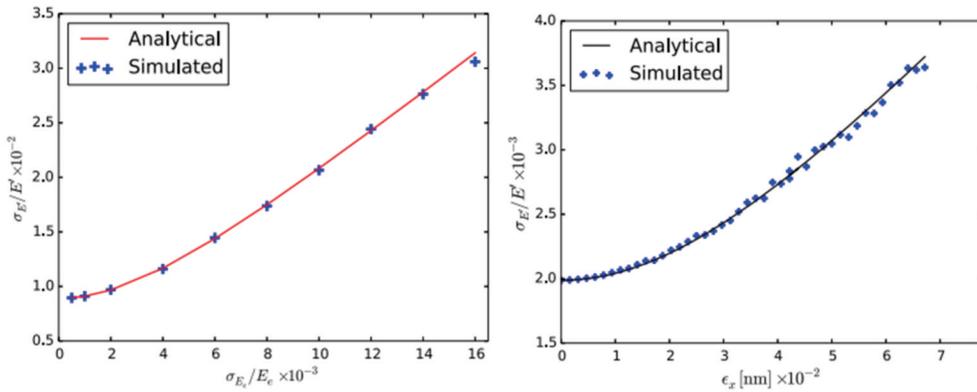


图 4 辐射带宽与电子相对能散(左)及电子水平发射度(右)的关系^[34]

Fig. 4 Relationships between the linewidth of scattered radiation and energy spread (left), the horizontal emittance (right) of the electron beam^[34]

根据式(5), 电量会对光子产额产生直接的影响。电子束的空间尺寸也会对光子产额产生影响, 这是由于 ICS 截面很小, 电子束团在碰撞点的密度将影响

ICS 的效率。谭放等^[35]的模拟结果显示, 光子产额会随电子束半径的增大而降低。因此, 电子束半径应小于对撞激光的半径, 以提高碰撞效率。

电子束的脉宽与指向稳定性等参数也会对辐射产生影响。电子束的脉宽会影响辐射的脉宽,线性 ICS 中的辐射脉宽取决于电子束与对撞激光脉冲二者中较短的一个^[36];指向稳定性直接影响对撞过程,进而影响输出光束的指向性和转换效率。

因此,电子束品质对辐射品质来说起着至关重要的作用。在实验中,对电子束最常用的调控手段就是通过改变等离子体的密度控制电子的注入与加速过程。此外,可以通过级联加速电子的方案^[37-38]分别控制注入级与加速级,从而获得所需电子束。

3.2.2 对撞激光的参数

由式(5)可知,激光 a_0 的大小会对光子产额产生影响,因此可以通过增加对撞激光的 a_0 来增加光子产额。但若 a_0 过大,会导致非线性 ICS,使辐射谱展宽,影响辐射的单色性^[16,34],同时又会产生高次谐波,从而提高辐射的能量^[27-28]。因此,应根据不同需求选择不同 a_0 的激光。在实验中可以通过改变激光的脉宽或聚焦尺寸改变 a_0 的大小。

由式(4)可知,激光的频率会对辐射光子的频率产生影响,进而影响辐射光子的能量。因此在线性 ICS 中,若对对撞激光进行倍频,不需要提高电子能量便可得到较高能的辐射^[26]。

由式(5)可知,激光的周期数也会对光子产额产生影响,因此可以通过增大激光的脉宽提高光子的产额。但是由于电子束和激光的有效碰撞发生在瑞利长度内,激光的脉冲宽度也需要与瑞利长度匹配才能达到较高的转换效率。

3.2.3 电子束与激光对撞过程

当具备了稳定的电子源和对撞光束后,还需要合理设计对撞的相关参数。其中核心的问题是要实现电子束和光束的高效率碰撞。在基于传统电子加速器的 ICS 装置中,常采用光学谐振腔来实现激光束与电子束的多次碰撞,以提高能量转换效率。而在基于 LPA 的装置中,电子束通常具有非常短的脉冲宽度,空间分布也较为集中。为了提高碰撞效率,需要对碰撞过程进行合理的设计。

对于单束光结合等离子体镜的 ICS 方案,可以通过对等离子体镜面形设计来提高碰撞效率。通过等离子体镜面形设计,使反射光束的焦点在不同时刻聚焦于轴上不同位置,从而实现反射光束与电子束相互作用长度的延长^[39-40]。

在单束光结合等离子体镜的 ICS 方案中,等离子体反射镜的位置也会对辐射输出造成影响。若等离子体镜距离喷嘴过近则会对等离子体的分布造成影响,从而影响电子的品质;若等离子体镜距离喷嘴过远则会造成激光的耗散,使反射激光强度降低,不利于辐射的产生。叶翰晟等^[41]模拟了不同等离子体镜位置对辐射的影响;Yu 等^[24]给出了在实验中不同的反射镜位置与伽马光子产额之间的关系。

对于双束光的 ICS 方案,对撞激光与加速电子对撞角度的调节比较容易实现。由式(4)可知,对撞激光会对输出光子的能量产生影响,因此可以通过改变对撞角度实现辐射能量的可调谐输出。

综上所述,AOCS 的设计需要根据应用需求确定目标参数,然后得到具体的作用模型,再逐步确定各参数,达到最优的能量转换效率和较高的系统稳定性。

4 应用前景

尽管目前传统的 ICS 源装置的建造已相对成熟,但其应用仍受限于电子加速系统与辐射产生系统的尺寸。而 AOCS 具有小型化及高亮度、短脉宽等独特的辐射特性,非常适合基础科学研究、工业、生物医学等方面的应用。

4.1 基础科学研究中的应用

AOCS 可以提供高亮度、高能量与高时间分辨并且偏振与轨道角动量可调的 X/γ 射线源,从而推动多个科学领域的前沿研究。

其一,全光 ICS 可以为研究极端光场物理提供条件,可以通过高能电子与超强激光的作用对量子电动力学效应^[46]与辐射反作用力进行研究与实验验证^[28]。其二,全光 ICS 可以对超快动态过程进行分析,用于超快光谱学技术^[47],研究原子、分子、纳米结构和固体中的光诱导动力学过程。数十 keV 到 MeV 能量范围内且空间分辨率高的 X 射线源是研究高密度物理的有效手段^[48]。在研究高密度物体内部的超快动力学过程时,通常要进行高能射线透过率的测量。AOCS 可以为这类研究提供超高亮度、超短脉冲宽度的能量可调的高能射线。此外,AOCS 有望产生窄带宽的高能 γ 射线,可以用于研究和探索核物理的多个方面。通常利用高能伽马光子通过核共振荧光实验来研究原子核结构和核反应^[49-50]。

相比于传统 ICS 源,AOCS 还有一个独特的优势是可以产生偏振与轨道角动量可调的射线^[32,51-52]。通过具有轨道角动量或自旋角动量激光的 ICS 便可产生此类射线。高能偏振伽马射线与大轨道角动量伽马射线在天体物理、高能物理等研究中均有重要的作用,它为光与物质的反应提供了新的维度信息,比如偏振伽马射线可以产生高极化的短脉冲正电子束^[53],也可以用于测量真空中的双折射效应^[54]等。此外,具有大轨道角动量的伽马射线可以用于在实验室中模拟与验证天体物理现象。

4.2 工业方面的应用

AOCS 在工业领域具有重要的应用价值,尤其是物质无损检测、危险物品检测、核材料的检测与处理等方面,接下来将对其进行简要阐述。

通过全光 ICS 可以产生能量较高且可调谐、源尺寸小的 X/γ 射线,这类 X/γ 射线非常适用于高空间分辨的穿透成像,进行物体的无损测量,例如,它可以对

亚 mm 分辨率的复杂致密物体进行成像^[22,45,55],如图 5、6 所示。此外,通过线性 ICS 可以产生窄带宽 X 射线,这种窄带宽的 X 射线可以减少辐射计量的沉积,提高检测的信噪比。

利用 X/ γ 射线的散射信号还可以实现对隐藏的危险目标(如爆炸物等)的远距离非接触测量。AOCS 具

有体积小、亮度高的优势,是比较适合这种应用的光源,有利于实现较强的回波信号。

利用单能 γ 射线激发核共振荧光,从而对低密度物体进行同位素特异性检测^[56],进而进行核废料的分析。进一步利用 γ 射线诱导核反应,可将长寿命的同位素转变为短寿命的同位素,实现对核废料的处理。

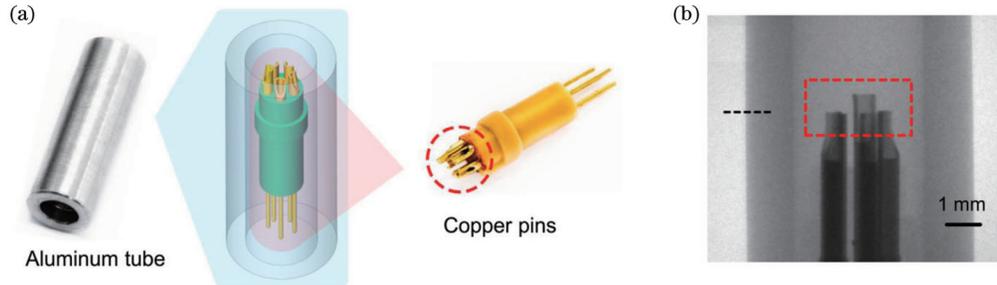


图 5 基于 AOCS 的感兴趣区域(ROI)成像^[45]。(a)测试对象实物图(ROI 用虚线圆突出显示);(b)60 发累积成像结果
Fig. 5 AOCS-based region-of-interest (ROI) imaging^[45]. (a) Illustration of test object (ROI highlighted by a dashed circle); (b) 60-shot accumulated projection image

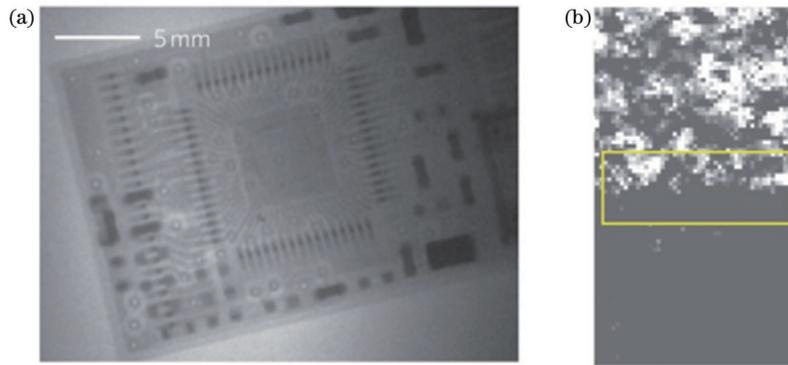


图 6 射线成像结果^[22]。(a)放大倍数为 1.2 的 U 盘的 X 射线成像;(b)刀边法成像(刀边为一个被切割的 InSb 晶体)
Fig. 6 Radiographic results^[22]. (a) Radiograph of a USB flash drive with magnification of $\times 1.2$; (b) knife-edge imaging (knife edge is a cleaved InSb crystal)

4.3 生物医学方面的应用

AOCS 产生的 X/ γ 射线在生物医学中的应用主要包括医学成像诊断与治疗两个方面。X 射线在生物医学方面最常见的应用是扫描与成像,比如计算机断层(CT)扫描^[57]、相衬成像(PC)技术^[58]、微计算机断层(μ CT)扫描^[59-60]和 K 边减影成像等^[61]。PC 技术需要具有空间相干性的 X 射线源,若要实现具有高亮度的空间相干 X 射线源则需要辐射源具有较小的空间尺寸以及较低的能量。 μ CT 扫描可以对小尺寸的生物胚胎等进行成像^[59],该应用需要源尺寸小、脉宽短的高亮度光源,以获得高的空间分辨率与短的采集时间。另外,高亮度的单能 X 射线非常适合用于 K 边减影成像^[61],该技术可以对心血管疾病进行诊断与介入治疗。AOCS 可以产生源尺寸较小、脉宽短、亮度高且能量从低能到高能可调谐的 X 射线,其辐射特性有望满足上述应用的需求,因此 AOCS 在成像方面的应用值得深入研究。

除此之外,AOCS 还可以产生 MeV 量级的 γ 射线,用于肿瘤的放射治疗。数 MeV 的 γ 射线可以用做“伽马刀”^[62],主要用于治疗脑部肿瘤以及脑血管病等,实现精确地杀伤靶区内肿瘤组织及细胞的功能。AOCS 有望提供能量可调的准单能 γ 光子,非常适宜光裂变应用,因此 γ 射线还可以用于产生医疗中所需的放射性同位素。

5 总结与展望

本文对 ICS 的物理机制及其辐射光子的基本特性进行了总结,回顾了近年 AOCS 的装备建设与实验进展。根据目前的辐射源应用需求与所存在的问题,提出了 AOCS 的设计要点。最后从基础科学研究、工业、生物医学三个领域介绍了 AOCS 的典型应用。

与传统的 ICS 装置相比,AOCS 的主要优势有:体积较小、造价较低、具有优异的空间与时间特性且亮度较高,因此 AOCS 具有重要的应用价值。尽管 AOCS

极具前途,但目前仍处于实验探索与开发阶段,其实验装置还有进一步的优化空间。其中最重要的是如何实现激光与电子束的时间与空间同步。单束光结合等离子体镜的实验方案虽然可以实现电子束与激光在时间上的同步,但却无法保证二者在空间上精确同步。因此在实验上如何对激光与电子束的位置进行监测,并根据两者位置的偏差对激光进行调节仍是有待解决的问题,亟需开发一套精准定位系统对激光光路进行调节,来确保电子束与激光的精确对撞。

目前,AOCS尚未在大规模项目中广泛应用,如何进一步提高 AOCS 的光子品质,使其满足应用需求仍是科研团队亟待解决的问题。除此之外,一些 AOCS 的独特特性仍有待充分发掘与利用。如果以上问题得到解决,则 AOCS 将会为多个领域的发展带来新的机遇。

参 考 文 献

- [1] Compton A H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements[J]. *Physical Review*, 1923, 21(5): 483-502.
- [2] Feenberg E, Primakoff H. Interaction of cosmic-ray primaries with sunlight and starlight[J]. *Physical Review*, 1948, 73(5): 449-469.
- [3] Milburn R H. Electron scattering by an intense polarized photon field[J]. *Physical Review Letters*, 1963, 10(3): 75-77.
- [4] Arutyunian F R, Tumanian V A. The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams[J]. *Physics Letters*, 1963, 4(3): 176-178.
- [5] Chaleil A, Le Flanchec V, Binet A, et al. Inverse Compton scattering X-ray source yield optimization with a laser path folding system inserted in a pre-existent RF linac[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2016, 840: 113-120.
- [6] Akagi T, Kosuge A, Araki S, et al. Narrow-band photon beam via laser Compton scattering in an energy recovery linac[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2016, 19(11): 114701.
- [7] Shimizu H, Akemoto M, Arai Y, et al. X-ray generation by inverse Compton scattering at the superconducting RF test facility[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2015, 772: 26-33.
- [8] Du Y C, Yan L X, Hua J F, et al. Generation of first hard X-ray pulse at Tsinghua Thomson Scattering X-ray Source[J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(5): 053301.
- [9] Howell C R, Ahmed M W, Afanasev A, et al. International workshop on next generation gamma-ray source[J]. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2022, 49(1): 010502.
- [10] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z, et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 535-538.
- [11] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, et al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 541-544.
- [12] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J, et al. High-quality electron beams from a laser Wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. *Nature*, 2004, 431(7008): 538-541.
- [13] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3): 1229-1285.
- [14] Bula C, McDonald K T, Prebys E J, et al. Observation of nonlinear effects in Compton scattering[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(17): 3116-3119.
- [15] Bamber C, Boege S J, Koffas T, et al. Studies of nonlinear QED in collisions of 46.6 GeV electrons with intense laser pulses[J]. *Physical Review D*, 1999, 60(9): 092004.
- [16] Sakai Y, Pogorelsky I, Williams O, et al. Observation of redshifting and harmonic radiation in inverse Compton scattering[J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 2015, 18(6): 060702.
- [17] Ride S K, Esarey E, Baine M. Thomson scattering of intense lasers from electron beams at arbitrary interaction angles[J]. *Physical Review E*, 1995, 52(5): 5425-5442.
- [18] Leemans W P, Gonsalves A J, Mao H S, et al. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(24): 245002.
- [19] Qin Z Y, Yu C H, Wang W T, et al. Ultralow-emittance measurement of high-quality electron beams from a laser Wakefield accelerator[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(2): 023106.
- [20] Wang W T, Li W T, Liu J S, et al. High-brightness high-energy electron beams from a laser Wakefield accelerator via energy chirp control[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(12): 124801.
- [21] Alejo A, Samarin G M, Warwick J R, et al. Laser-wakefield electron beams as drivers of high-quality positron beams and inverse-compton-scattered photon beams[J]. *Frontiers in Physics*, 2019, 7: 49.
- [22] Phuoc K T, Corde S, Thaury C, et al. All-optical Compton gamma-ray source[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(5): 308-311.
- [23] Sarri G, Corvan D J, Schumaker W, et al. Ultrahigh brilliance multi-MeV γ -ray beams from nonlinear relativistic Thomson scattering[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(22): 224801.
- [24] Yu C H, Qi R, Wang W T, et al. Ultrahigh brilliance quasi-monochromatic MeV γ -rays based on self-synchronized all-optical Compton scattering[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 29518.
- [25] Shou Y R, Wang P J, Lee S G, et al. Brilliant femtosecond-laser-driven hard X-ray flashes from carbon nanotube plasma[J]. *Nature Photonics*, 2023, 17(2): 137-142.
- [26] Liu C, Golovin G, Chen S Y, et al. Generation of 9 MeV γ -rays by all-laser-driven Compton scattering with second-harmonic laser light[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(14): 4132-4135.
- [27] Yan W C, Fruhling C, Golovin G, et al. High-order multiphoton Thomson scattering[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(8): 514-520.
- [28] 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(1): 011020.
- [29] Powers N D, Ghebregziabher I, Golovin G, et al. Quasi-monoenergetic and tunable X-rays from a laser-driven Compton light source[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(1): 28-31.
- [30] Khrennikov K, Wenz J, Buck A, et al. Tunable all-optical quasimonochromatic Thomson X-ray source in the nonlinear regime[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(19): 195003.
- [31] Lemos N, King P, Shaw J L, et al. X-ray sources using a picosecond laser driven plasma accelerator[J]. *Physics of Plasmas*, 2019, 26(8): 083110.
- [32] Ma Y, Hua J F, Liu D X, et al. Compact polarized X-ray source based on all-optical inverse Compton scattering[J]. *Physical Review Applied*, 2023, 19(1): 014073.
- [33] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. Petawatt laser guiding and electron beam acceleration to 8 GeV in a laser-heated capillary discharge waveguide[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(8): 084801.

- [34] Ranjan N, Terzić B, Krafft G A, et al. Simulation of inverse Compton scattering and its implications on the scattered linewidth[J]. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2018, 21(3): 030701.
- [35] 谭放, 朱斌, 赵宗清, 等. 全光汤姆逊散射 X 光源数值模拟[J]. *强激光与粒子束*, 2011, 23(5): 1233-1238.
Tan F, Zhu B, Zhao Z Q, et al. Numerical simulation of full-optical Thomson scattering X-ray source[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2011, 23(5): 1233-1238.
- [36] Li J X, Hatsagortsyan K Z, Galow B J, et al. Attosecond gamma-ray pulses via nonlinear Compton scattering in the radiation-dominated regime[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(20): 204801.
- [37] Liu J S, Xia C Q, Wang W T, et al. All-optical cascaded laser Wakefield accelerator using ionization-induced injection[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(3): 035001.
- [38] Kim H T, Pae K H, Cha H J, et al. Enhancement of electron energy to the multi-GeV regime by a dual-stage laser-wakefield accelerator pumped by petawatt laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(16): 165002.
- [39] Ye H S, Gu Y Q, Fan Q P, et al. Enhanced Thomson scattering X-ray sources with flying focus laser pulse[J]. *AIP Advances*, 2023, 13(3): 035330.
- [40] Geng X S, Ji L L, Shen B F. Quasimonochromatic bright gamma-ray generation from synchronized Compton scattering via azimuthal spatial-temporal coupling[J]. *Physical Review Applied*, 2022, 17(2): 024055.
- [41] 叶翰晟, 谷渝秋, 黄文会, 等. 基于激光尾场加速的自反射式全光汤姆逊散射的参数优化[J]. *物理学报*, 2021, 70(8): 085204.
Ye H S, Gu Y Q, Huang W H, et al. Parameter optimization of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering based on laser Wakefield acceleration[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70(8): 085204.
- [42] Chen S, Powers N D, Ghebregziabher I, et al. MeV-energy X rays from inverse Compton scattering with laser-wakefield accelerated electrons[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(15): 155003.
- [43] Zhu C Q, Wang J G, Feng J, et al. Inverse Compton scattering X-ray source from laser electron accelerator in pure nitrogen with 15 TW laser pulses[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2019, 61(2): 024001.
- [44] Wu Y, Yu C H, Qin Z Y, et al. Dual-color γ -rays via all-optical Compton scattering from a cascaded laser-driven Wakefield accelerator[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2019, 61(8): 085030.
- [45] Ma Y, Hua J F, Liu D X, et al. Region-of-interest micro-focus computed tomography based on an all-optical inverse Compton scattering source[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2020, 5(6): 064401.
- [46] Gu Y J, Klimo O, Bulanov S V, et al. Brilliant gamma-ray beam and electron-positron pair production by enhanced attosecond pulses[J]. *Communications Physics*, 2018, 1: 93.
- [47] Maiuri M, Garavelli M, Cerullo G. Ultrafast spectroscopy: state of the art and open challenges[J]. *Journal of the American Chemical Society*, 2020, 142(1): 3-15.
- [48] Glenzer S H, Fletcher L B, Galtier E, et al. Matter under extreme conditions experiments at the Linac Coherent Light Source[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2016, 49(9): 092001.
- [49] Hagmann C A, Hall J M, Johnson M S, et al. Transmission-based detection of nuclides with nuclear resonance fluorescence using a quasimonochromatic photon source[J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 106(8): 084901.
- [50] Weller H R, Ahmed M W, Gao H Y, et al. Research opportunities at the upgraded HIγS facility[J]. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2009, 62(1): 257-303.
- [51] Chen Y Y, Li J X, Hatsagortsyan K Z, et al. γ -ray beams with large orbital angular momentum via nonlinear Compton scattering with radiation reaction[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(7): 074801.
- [52] Wang Y, Ababekri M, Wan F, et al. Brilliant circularly polarized γ -ray sources via single-shot laser plasma interaction[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(13): 3355-3358.
- [53] Omori T, Fukuda M, Hirose T, et al. Efficient propagation of polarization from laser photons to positrons through Compton scattering and electron-positron pair creation[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(11): 114801.
- [54] Bragin S, Meuren S, Keitel C H, et al. High-energy vacuum birefringence and dichroism in an ultrastrong laser field[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(25): 250403.
- [55] Glinec Y, Faure J, Le Dain L, et al. High-resolution γ -ray radiography produced by a laser-plasma driven electron source[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(2): 025003.
- [56] Albert F, Anderson S G, Anderson G A, et al. Isotope-specific detection of low-density materials with laser-based monoenergetic gamma-rays[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(3): 354-356.
- [57] Achterhold K, Bech M, Schleede S, et al. Monochromatic computed tomography with a compact laser-driven X-ray source[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 1313.
- [58] Dixit G, Slowik J M, Santra R. Proposed imaging of the ultrafast electronic motion in samples using X-ray phase contrast[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(13): 137403.
- [59] Cole J M, Symes D R, Lopes N C, et al. High-resolution μ CT of a mouse embryo using a compact laser-driven X-ray betatron source[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2018, 115(25): 6335-6340.
- [60] du Plessis A, Yadroitsev I, Yadroitsava I, et al. X-ray microcomputed tomography in additive manufacturing: a review of the current technology and applications[J]. *3D Printing and Additive Manufacturing*, 2018, 5(3): 227-247.
- [61] Kulpe S, Dierolf M, Braig E M, et al. K-edge subtraction imaging for iodine and calcium separation at a compact synchrotron X-ray source[J]. *Journal of Medical Imaging*, 2020, 7(2): 023504.
- [62] Kaliki S, Shields C L. Uveal melanoma: relatively rare but deadly cancer[J]. *Eye*, 2017, 31(2): 241-257.

All-Optical Inverse Compton Scattering

Wei Jianmeng^{1,2}, Xia Changquan^{3*}, Feng Ke², Zhang Hong², Jiang Hai², Ge Yanjie², Wang Wentao^{2**}, Leng Yuxin^{2***}, Li Ruxin^{2,4}

¹*School of Physics Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China;*

²*State Key Laboratory of High Field Laser Physics and CAS Center for Excellence in Ultra-intense Laser Science, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;*

³*School of Physical Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225009, Jiangsu, China;*

⁴*School of Physical Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai 200031, China*

Abstract

Significance Inverse Compton scattering (ICS) sources can generate high-energy radiation and have significant applications in various fields. In traditional ICS light sources, the electron beams are primarily sourced from storage rings. Storage rings provide high repetition rate electron beams, operate stably, and allow for multiple collisions with lasers, making it easier to achieve higher photon flux and enhance the average γ -ray flux. However, storage ring-based ICS devices cannot produce radiation with short duration, limiting their applications in ultrafast processes. In addition to storage ring electron accelerators, there are linear electron accelerators capable of providing high-brightness electron beams at high average currents. In recent years, with the continuous advancement of ultra-intense and ultra-short laser technology, ICS devices combining linear electron accelerators with ultra-intense and ultra-short lasers have begun to emerge. For example, the under-construction ELI-NP facility is based on this design and can generate X/ γ -rays with shorter pulse widths, making it a highly promising source for ultra-short gamma radiation.

However, both storage ring-based ICS devices and linear accelerator-based ones are costly. Furthermore, their bulky size limits their applications, particularly in desktop radiation sources. The progress in ultra-intense and ultra-short laser technology has propelled the development of laser plasma accelerators, especially laser Wakefield accelerators. Laser plasma accelerators offer a three-order-of-magnitude increase in acceleration gradient compared to traditional accelerators, significantly reducing the size of accelerators. Laser plasma accelerators open up a new technological pathway for high-energy radiation sources. Using electron beams generated by laser plasma accelerators for ICS enables all-optical inverse Compton scattering sources (AOCSs).

The AOCS promotes the desktop applications of radiation sources and reduces their cost. Another prominent advantage of AOCSs compared to traditional accelerator-based ICS devices is their ability to generate higher brightness and ultra-short pulse γ -rays. The novel AOCSs, with their unique advantages such as high energy, high peak brightness, small source size, and quasi-monochromatic characteristics, have now become a crucial tool in many cutting-edge scientific fields. While significant progress has been made in AOCSs, there are still some challenges. We provide insights for future designs by summarizing past developments.

Progress The ICS sources have made significant progress in generating high brightness, high-energy, quasi-monochromatic radiation, etc. The current all-optical ICS experimental schemes can be classified into two categories based on the source of scattering beams. One is the single beam combined with a plasma mirror approach, and the other is the dual-beam approach (Fig. 2). In the former, the scattering laser is derived from the driving laser reflected by a plasma mirror, while in the latter, the scattering laser comes from a separate laser source.

AOCS is particularly suitable for generating high-brightness radiation. In 2012, the research team at the Laboratoire d'Optique Appliquée in France first employed the single-beam approach combined with a plasma mirror to achieve self-synchronized ICS, resulting in X-rays with energies of approximately 100 keV, a total photon count of 1×10^8 , and a brightness of 1×10^{21} photon \cdot s⁻¹ \cdot mm⁻² \cdot Mrad⁻² per 0.1% BW (bandwidth). In 2014, Sarri et al. reported experimental evidence of nonlinear relativistic Thomson scattering (TS) in dual-beam and head-on propagation conditions, resulting in peak brightness of γ -ray exceeding 1.8×10^{20} photon \cdot s⁻¹ \cdot mm⁻² \cdot Mrad⁻² per 0.1% BW at 15 MeV. In 2016, the research team at the Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, used a self-synchronized all-optical Compton scattering scheme to produce quasi-monochromatic and ultra-bright MeV γ -rays, with a brightness of 3×10^{22} photon \cdot s⁻¹ \cdot mm⁻² \cdot Mrad⁻² per 0.1% BW. In 2022, a research team from Peking University obtained radiation with an estimated brightness of up to 10^{22} photon \cdot s⁻¹ \cdot mm⁻² \cdot Mrad⁻² per 0.1% BW at 10 MeV.

AOCS is also well-suited for producing high-energy radiation. In 2014, Liu et al. produced gamma photons with energies exceeding 9 MeV. In 2017, Yan et al. employed the dual-beam approach, utilizing ultra-intense lasers [a_0 (the

magnitude of the normalized vector potential of the incident laser field)~12] and high-order ($n > 500$) multiphoton ICS with electron beams to achieve γ -rays with a critical energy of approximately 27.9 MeV. In 2018, Cole et al. also used the dual-beam all-optical ICS approach with high-intensity lasers ($a_0 \sim 24.7$) to collide with electron beams, resulting in γ -rays with critical energies exceeding 30 MeV. Due to the requirement for narrow-bandwidth X/ γ rays in multiple application fields, researchers have focused on optimizing the monochromaticity of radiation. In 2014, Powers et al. reported tunable quasi-monochromatic X-rays with energies ranging from 70 to 1000 keV by varying the electron energies. In 2015, Khrennikov et al. achieved tunable quasi-monochromatic X-rays with energies ranging from 5 to 42 keV by controlling electron energies. Additionally, generating high photon yields in radiation is crucial. In 2019, Lemos et al. employed a scheme involving direct laser acceleration of electrons, followed by collision with a plasma mirror-reflecting high-energy electron beam, to obtain X-rays with energies ranging from 80 to 250 keV and photon counts of up to 10^{11} .

From the radiation parameters obtained in recent years of all-optical ICS experiments, it is evident that source sizes can reach the micrometer scale, and photon energies cover the range from tens of keV to tens of MeV. Photon yields range from 10^7 to 10^{11} , and brightness can reach 10^{22} photon \cdot s $^{-1}\cdot$ mm $^{-2}\cdot$ mrad $^{-2}$ per 0.1% BW. Consequently, AOCS stand out in terms of brightness, spatial distribution, and photon flux, possessing unique advantages in various application domains. We summarize the design approach and outline relevant applications (Figs. 5 and 6) to serve as future application goals for the design of ICSs.

Conclusions and Prospects Compared to traditional ICS devices, AOCSs offer several key advantages: smaller size, lower cost, excellent spatial and temporal characteristics, and higher brightness. Therefore, AOCSs hold significant value for various applications. While AOCSs show great promise, they are currently in the experimental exploration and development phase and have not yet been widely deployed in large-scale projects. Enhancing the photon quality of AOCSs to meet application requirements remains a pressing challenge for research teams. Furthermore, some unique features of AOCSs are still waiting to be fully explored and exploited. If these issues can be addressed, AOCSs will bring new opportunities to the development of multiple fields.

Key words ultrafast laser; laser plasma accelerator; all-optical inverse Compton scattering source; novel radiation source