

物理学报

Acta Physica Sinica

ISSN 1000-3290, CN 11-1958/O4

《物理学报》网络首发论文

题目: 强场 X 射线激光物理
作者: 沈百飞, 吉亮亮, 张晓梅, 步志刚, 徐建彩
网络首发日期: 2021-03-08
引用格式: 沈百飞, 吉亮亮, 张晓梅, 步志刚, 徐建彩. 强场 X 射线激光物理. 物理学报. <https://kns.cnki.net/kcms/detail/11.1958.o4.20210305.1731.008.html>



网络首发: 在编辑部工作流程中, 稿件从录用到出版要经历录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿等阶段。录用定稿指内容已经确定, 且通过同行评议、主编终审同意刊用的稿件。排版定稿指录用定稿按照期刊特定版式 (包括网络呈现版式) 排版后的稿件, 可暂不确定出版年、卷、期和页码。整期汇编定稿指出版年、卷、期、页码均已确定的印刷或数字出版的整期汇编稿件。录用定稿网络首发稿件内容必须符合《出版管理条例》和《期刊出版管理规定》的有关规定; 学术研究成果具有创新性、科学性和先进性, 符合编辑部对刊文的录用要求, 不存在学术不端行为及其他侵权行为; 稿件内容应基本符合国家有关书刊编辑、出版的技术标准, 正确使用和统一规范语言文字、符号、数字、外文字母、法定计量单位及地图标注等。为确保录用定稿网络首发的严肃性, 录用定稿一经发布, 不得修改论文题目、作者、机构名称和学术内容, 只可基于编辑规范进行少量文字的修改。

出版确认: 纸质期刊编辑部通过与《中国学术期刊 (光盘版)》电子杂志社有限公司签约, 在《中国学术期刊 (网络版)》出版传播平台上创办与纸质期刊内容一致的网络版, 以单篇或整期出版形式, 在印刷出版之前刊发论文的录用定稿、排版定稿、整期汇编定稿。因为《中国学术期刊 (网络版)》是国家新闻出版广电总局批准的网络连续型出版物 (ISSN 2096-4188, CN 11-6037/Z), 所以签约期刊的网络版上网络首发论文视为正式出版。

强场 X 射线激光物理

沈百飞^{1) 2) +} 吉亮亮²⁾ 张晓梅¹⁾ 步志刚²⁾ 徐建彩²⁾

1) (上海师范大学数理学院, 上海 200234)

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, 上海 201800)

摘要

相干 X 光, 特别是 X 射线自由电子激光技术的发展提供了一种新的产生超强光场的途径。由于其较高的光子能量、高峰值功率密度与超短的脉冲长度, 有望将强场激光物理从可见光波段推进到 X 光波段。目前, 基于 X 射线的非线性原子分子物理已取得了初步进展, 随着 X 射线光强的提升, 相互作用将进入相对论物理、强场量子电动力学 (quantum electrodynamics, QED) 物理等领域, 为激光驱动加速与辐射、QED 真空、暗物质的产生与探测等带来新的科学发现机会。本文对强场 X 射线激光在固体中的尾场加速、真空极化、轴子的产生与探测等方面进行介绍, 旨在阐明 X 射线波段强场物理在若干基础前沿与关键应用方面的独特优势, 并对未来的发展方向进行展望。

中文关键词: X 射线激光及探测, 强场激光物理, 粒子加速与辐射, QED 物理, 暗物质探测

PACS: 41.60.Cr, 03.65.-W, 41.75.Jv

DOI:10.7498/aps.70.20210096

High field X-ray laser physics

Shen Bai-Fei¹⁾²⁾ + Ji Liang-Liang²⁾ Zhang Xiao-Mei¹⁾ Bu Zhi-Gang²⁾

Xu Jian-Cai²⁾

1)(Mathematics & Science College, Shanghai Normal University, Shanghai
200234)

2)(State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of
Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Science, Shanghai 201800)

Abstract

Development of coherent X-ray source, especially X-ray free electron laser, offers a new approach to reach strong X-ray field. High field laser physics will move from optical to X-ray regime since the X-ray beam has high photon energy, high intensity and ultrashort pulse duration. Till now nonlinear atomic and molecular physics has been explored based on intense X-ray beam sources. It will move to relativistic physics and Quantum Electrodynamics (QED) physics area with increasing of X-ray intensity and brings new opportunities of innovative investigations for particle acceleration and radiation, QED vacuum, dark matter generation and vacuum birefringence. This review provides an overview of the wake field acceleration, vacuum birefringence as well as axion generation and detection based on strong X-ray laser field. Intense X-ray pulse will show unique potential both for basic science and applicative proposes. Finally, an outlook on its future development and perspectives of high-field X-ray physics is described.

The invention of chirped pulse amplification has led to generation of light intensities in the relativistic regime ($>10^{18}$ W/cm²). Laser-plasma interaction in this regime motivates multiple disciplines such as laser-driven particle acceleration, laser secondary radiation sources, strong-field physics etc. While petawatt (PW) lasers have been established in various institutions, several projects of building 10 PW or even 100 PW lasers are proposed. However, pushing the laser power to the next level (EW) confronts significant challenges. Current technology is approaching its limit on

producing large aperture size optics due to the damage threshold of optical material. Alternatively, plasma is considered as a potential media to amplify or compress laser pulses. This requires further validation in future studies.

In recent years, X-ray free-electron-laser (XFEL) has made significant progress in producing high brightness light sources. Based on self-amplified spontaneous emission (SASE) or self-seeding in undulators, XFEL provides the brightest light source up to the hard X-ray wavelength. Major XFEL facilities include LCLS-II in USA, EuXFEL in Europe, SACLA in Japan, SwissFEL in Switzerland and PAL-XFEL in South Korea. In China, a new facility SHINE consisting of a high-repetition rate hard X-ray FEL and ultra-intense optical laser is under construction. After implementing the tapered undulator in XFEL, the peak power of X-ray pulses now reaches multi-terawatt. The pulses can also be compressed to attosecond level.

Following this trend, it is expected that coherent XFEL will be able to generate super strong light field, pushing strong-field physics to the X-ray regime. The relativistic threshold for 1nm X-ray is about 10^{24} W/cm², which we believe will be accessible in the near future. Such relativistic X-ray pulses are able to stimulate relativistic dynamics in solid material, realizing high-gradient low-emittance particle acceleration in solids. This may open a new path towards high-energy physics, advanced light sources, fast imaging etc. In addition, the combination of strong X-rays and ultra-intense lasers brings new opportunity in studying light-by-light scattering in vacuum and detection of candidate particles for dark matter. The field of strong-field X-ray physics is largely unexplored realm. In this review, we would like to show a few key science cases brought up by high power X-rays and shed some light on this important direction.

The ultra-intense coherent X-ray laser with wavelength from 100 nm to less than 0.1nm can interact directly with the nanostructured materials with solid density. Beneficial from the ultra-intense field and ultra-high critical density, acceleration field with gradient of TeV/cm can be stimulated in the nanometer scale and thus ultra-high energy particle beams can be obtained. The available nanometer material technique

promotes such development. For example, the recent research reported that high-repetition/few-attosecond high-quality electron beams can be generated from crystal driven by intense X-ray laser. Besides electrons, ions including protons are expected to be accelerated to ultra-high energy via target normal sheath or light pressure acceleration mechanisms in a nanometer scale if the X-ray is intense enough. It should be noted that ultra-high acceleration gradient is not the unique advantage of the X-ray laser driven acceleration. One more important quality is the beam emittance can be low enough because of the small size of the beam source. This is very significant for ultrafast microscopy to achieve high resolution.

In classical physics, photon-photon interaction is prohibited in vacuum. However, according to the QED theory, vacuum is full of quantum fluctuation, in which virtual particle-antiparticle pairs emerge and annihilate in ultra-short instants. When excited by strong fields, the vacuum fluctuation appears as a weak nonlinear medium and allow photon-photon interaction therein, which is referred to as vacuum polarization. Based on the effective field theory, the vacuum polarization can be described by Euler-Heisenberg Lagrangian density, and then classical Maxwell equations are modified. Vacuum polarization can induce some novel physical effects, including vacuum birefringence, light-by-light scattering, vacuum diffraction, et. al. Up to now, none of these effects has been verified by experiments under strong fields. XFEL is regarded as a promising probe to explore these vacuum polarization effects. In this paper, the research progress of vacuum polarization driven by strong fields are summarized, the potential detection proposal using XFEL are discussed.

Dark matter is one of the puzzles in contemporary physics, till now, we still do not know what particles they are composed of. Axion is a spinless massive hypothetical boson that was proposed as the solution to strong CP problem. They are particles beyond the standard model and have extremely weak interaction with the standard-model particles like photon, and hence raise a significant obstacle to its detection. Therefore, axion and axion-like-particles (ALPs) are a kind of promising candidates of dark matter. In this paper, we summarize the research progress of axions and ALP detection, including detecting the axions sources from universe, the

production and detection of artificial axions and ALPs. It is shown that XFEL is a potential detecting tool for the artificial axions and ALPs under strong electromagnetic fields.

XFEL provides coherent ultrafast X-ray beam to explore particle acceleration and radiation, QED vacuum, dark matter generation, vacuum birefringence and so on. Probing these dynamics requires different X-ray diagnosis, which will include the measurement of polarization purity, spectrum, pulse duration and focal condition, respectively. The X-ray polarization purity has been improved to 10^{-10} level using 6 reflections based on channel-cut silicon crystal and it will efficiently probe the vacuum birefringence. The pulse duration of isolated X-ray pulse in FEL reaches as short as 200as, which allows to probe ultrafast electron dynamics. A new self-seeding scheme using the Bragg reflection in SACLA is developed to reach the narrow spectrum of 3eV, 10 times smaller than the current SASE scheme. Therefore, the fast development of X-ray diagnostics will finely characterize X-ray beam itself and offer a unique tool understand the underlying phenomena for different applications.

The peak intensity of coherent X-ray beam will reach relativistic in future. One possible way is CPA technology, which is well developed in near infrared intense laser system and may produce ultrahigh intense attosecond X-ray pulse. High field X-ray laser physics will open new opportunities both for basic science and revolutionary application.

Keywords: X-ray laser and diagnostics; high field laser physics, particle acceleration and radiation, QED physics, dark matter detection

1 引言

在可见光波段, Strickland 和 Mourou^[1]于 1985 年发明的啁啾脉冲放大技术(chirped pulse amplification, CPA)将大量能量为 eV 量级的光子压缩到飞秒的时间尺度,将激光的聚焦强度推进到相对论水平(聚焦光强 $>10^{18} \text{ W/cm}^2$),甚至更高,极大拓展了光与物质相互作用的研究领域和应用潜力,发明者也因此获得了 2018 年诺贝尔物理学奖。

另一方面, Tajima 和 Dawson^[2]开辟了基于强激光与等离子体相互作用的粒子加速新领域,人们也逐渐发现了强激光在高峰值亮度超快次级辐射源^[3, 4]、强场物理基础前沿研究^[5]等方面的独特优势。在这些科学目标的驱动下,过去二十年,全世界建立了众多拍瓦级($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$)激光装置,十拍瓦激光装置也逐渐开始运行,并针对百拍瓦级的超强激光进行了规划、建设。但由于光学器件存在损伤阈值,往往只能通过增大器件尺寸来提高峰值功率,这对精密光学加工、大尺寸放大介质制备等技术带来了极大的挑战,现有的激光材料与技术途径可能难以支撑艾瓦级($1 \text{ EW} = 10^{18} \text{ W}$)的峰值功率,影响了强场激光物理研究的可持续发展。即使利用相干合束技术,除了技术难度之外,总的光学口径尺寸也难以减小。为突破传统光学方法的限制,人们也提出以等离子体为介质的方法,它能够承受更高的光强,从原理上可以支持超高功率。例如通过气体等离子体中的受激拉曼参量过程,可以将能量从大能量、长脉冲的泵浦光传递到短脉冲信号光,使后者得到显著放大^[6]。采用等离子体光栅,也有望明显放宽压缩脉冲的光强阈值要求^[7]。此外,也可以利用超强激光驱动的等离子体飞镜产生超强光场^[8]和具有线性啁啾的超强激光^[9]。等离子体光学方法的概念十分新颖,但其技术难度很高,实现还有待进一步研究。

近年来,基于自由电子激光原理^[10]的 X 射线脉冲亮度取得了巨大提升^[11],目前峰值光强可达到 10^{21} W/cm^2 。自由电子激光(free-electron-laser, FEL)将高能电子束注入周期波荡器中,电子辐射产生的光场对电子束进行纵向聚束调制,产生高度相干的辐射,光子能量目前可以达到数十 keV。这种短波长、超高峰值亮度的相干光源在产生极端强场方面具有巨大潜力。可以从以下定标率进行简单估算:给定总能量 E ,对应总光子数为 $E/(h\nu)$,其中 ν 为光子频率, h 是普朗克常数。光脉冲的极限时间长度一般正比于光场周期,即 $\tau \sim 1/\nu$,而聚焦的极限尺

寸接近 $\sigma^2 \sim (c/v)^2$ ，其中 c 为光速，那么峰值聚焦光强 $I \sim E v^3$ ，亦即当光子能量提高 3—4 个量级，达到相同光强对脉冲总能量的要求可以降低 10 个量级左右。目前在建的光学波段超强超短激光的峰值功率最高是上海硬 X 射线自由电子激光装置“极端光物理”线站。为达到 10^{23} W/cm^2 量级的峰值强度，激光总能量需 1500 J，对应 15 fs 的脉冲宽度。若采用 1 keV 光子能量的 X 射线自由电子激光（X-ray free-electron-laser, XFEL），单个脉冲能量 10 mJ，脉宽 1 fs，则峰值功率为 10 TW，聚焦至数纳米的光斑尺寸，强度可达 10^{25} W/cm^2 。随着 XFEL 技术的发展，未来很有可能产生接近施温格极限的光强（约 10^{29} W/cm^2 ），这是现有的可见光波段激光技术难以企及的。

超强 X 射线激光的出现有望将强场物理研究推进到 X 光波段。目前强场 X 射线物理的研究已有一些进展，主要集中在原子物理方面，如强场非线性效应等。对于相对论物理，1 μm 波长的相对论激光阈值强度为 10^{18} W/cm^2 ，而 1 nm 的 X 光约为 10^{24} W/cm^2 ，由以上估算可知现有的技术条件已经接近这一目标。超强相对论 X 射线激光可以直接在固体中（对于 X 光激光，仍是稀薄等离子体）驱动相对论效应，在纳米尺度实现超高梯度的粒子加速，其粒子源尺寸远小于微米波段激光驱动的加速。这种超低发散度的高能粒子源在高能物理、次级光源、成像诊断、远距离辐射等方面具有重要的应用前景。超强 X 光与超短超强激光的结合在强场真空量子电动力学（quantum electrodynamics, QED）物理，例如光-光散射、真空极化、正负电子对产生等前沿研究方向具有独一无二的优势。最近的研究还提出了基于超强 X 光与强场相互作用的暗物质产生和探测。总之，强场 X 射线激光物理是一个全新的研究方向，有望开辟极端强场物理的新前沿，国内外还远未形成研究兴趣与科学目标的广泛认识。基于课题组的前期工作，本综述将介绍超强 X 光带来的独特优势，并给出前瞻性的思考。

本综述将首先简介超强 X 射线激光的研究现状（第二节），随后分别就其在粒子加速（第三节）、强场真空 QED 物理（第四节）、轴子的产生与探测（第五节）等方面展开讨论，同时也将介绍 XFEL 相关的诊断与测量方法（第六节），最后在第七节进行总结与展望。

2 强场 X 射线光源研究现状

X 光产生原理包括高电荷态离子的自发和受激辐射、高次谐波、韧致辐射、

激光等离子体辐射、同步辐射、自由电子激光等。高峰值亮度一般要求光源的产生过程是高度相干的，多数机制很难做到这一点。利用高功率纳秒激光泵浦，基于离子的受激辐射放大，在 80 年代就已实现软 X 射线波段的相关辐射^[12, 13]，后来也有利用飞秒激光泵浦的研究，但总体上进展不快。利用基于原子的高次谐波，可产生相干 X 光，但到目前为止，能量都比较小。自由电子激光装置将高能电子束注入具有周期性磁场结构的波荡器中，电子横向振荡产生辐射，后者与电子束持续相互作用，发生微聚束，激发相干辐射，从而使辐射强度指数增长^[10]。在 X 光波段，由于难以找到类似可见光波段的共振腔，无法在波荡器中来回多次放大，因此需要建设较长的波荡器阵列实现高的能量增益。目前国际上 XFEL 装置采用最多的是 SASE (self-amplified spontaneous emission)^[14, 15]模式，即利用辐射场与电子束持续相互作用的自发放大辐射，如美国的 LCLS (Linac coherent light source)、欧洲自由电子激光 EuXFEL、日本的 SACLA、瑞士的 SwissFEL 和韩国的 PAL-XFEL。上海目前在建的硬 X 射线自由电子激光装置 SHINE (Shanghai high-repetition-rate XFEL and extreme light facility)也可以在该模式下运行，光子能量可以达到 25 keV，其规划示意图如图 1 所示。为提高光源的相干性和亮度，避免 SASE 模式中的涨落和噪声问题，人们提出了 self-seeding 模式^[16]，通过额外注入高次谐波 (HGHG)^[17]或者将前级产生的 XFEL 作为种子光，极大提高了辐射光源的稳定性与相干性，也可显著增强 X 射线脉冲的峰值功率。

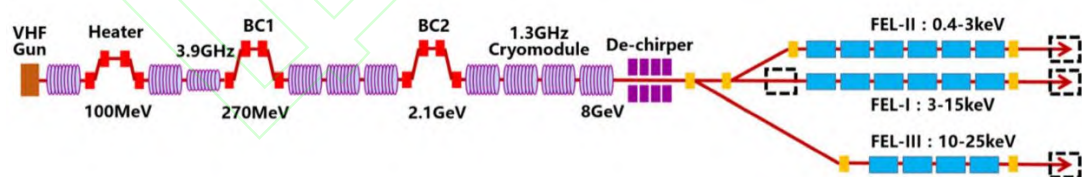


图 1 上海硬 X 射线自由电子激光装置 SHINE 示意图^[18]

Fig. 1. Schematic of Shanghai high repetition rate XFEL and extreme light facility (SHINE).

提高 XFEL 脉冲峰值功率的关键是提高电子束的辐射功率。随着相互作用长度的增加，相干辐射达到饱和区域，此时 FEL 的能量转换效率一般可达 10^{-3} 量级。一种突破饱和值的方法是对波荡器磁场进行整形 (Taper)^[19]，其效率可以提升到几个百分点，使峰值功率达到数 TW^[20]。此外，采用多级 FEL 模式和

Fresh-slice 技术, LCLS 在 0.67 keV 处实现了数百微焦, 脉宽几飞秒的强 X 射线脉冲^[21]。同时, 利用红外激光调制高能电子束, 再采用弯形磁铁进行压缩, 在 905 eV 处实现了 480 as 的 X 射线脉冲, 峰值功率达到 100 GW^[22]。

原则上可以将 Mourou 发明的啁啾脉冲放大技术应用到 XFEL 上。即先产生一个阿秒量级脉宽的高品质 X 射线种子激光, 利用晶体的色散特性, 将超短 X 射线激光拉宽, 比如到皮秒时间尺度, 然后将其注入较长的电子束中进行放大, 采用 CRL 透镜 (compound refractive lens) 进行扩束后, 再用晶体将其压缩回阿秒脉宽, 有望实现阿秒尺度的超高峰值功率 X 射线脉冲。

光学激光也可以实现向 X 光波段的转换, 一种途径是通过薄膜压缩将数十飞秒的强激光进一步压缩到数飞秒, 即接近单个光周期^[23], 这种近单周期的超短激光脉冲与固体靶相互作用, 可驱动等离子体表面振荡, 而后反射激光脉冲, 产生支持阿秒时间尺度的相干 X 射线脉冲沿不同方向出射^[24], 其基本构想如图 2 所示。该机制即为“相对论振荡镜” (relativistic oscillating mirror, ROM)^[25, 26], 实验上已成功测量到了 ROM 高次谐波^[27], 单个相干 X 射线阿秒脉冲还有待进一步验证。

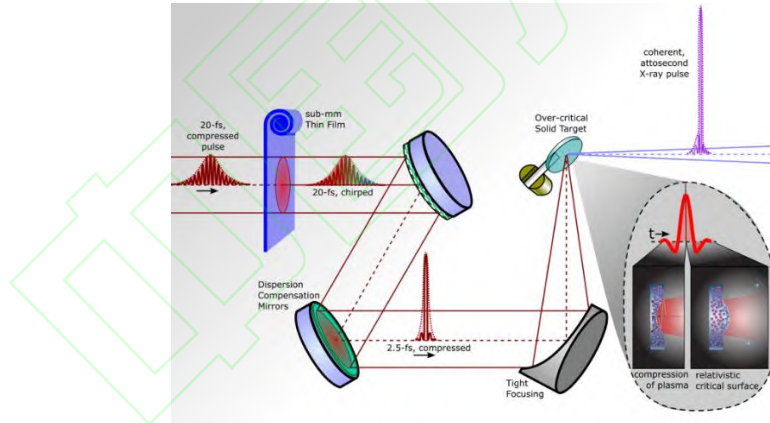


图 2 超强激光产生相干 X 射线脉冲的原理: 利用薄膜将数十飞秒的可见光波段激光压缩至数飞秒 (单周期)^[23], 压缩后与固体等离子体表面相互作用。通过“相对论振荡镜”机制产生单个相干的阿秒 X 射线脉冲辐射^[24]

Fig. 2. Coherent X-ray beam generation based on relativistic laser pulse: A foil works as a compressor to single cycle from optical laser pulse with pulse duration of several tens femtoseconds^[23]. When the compressed laser pulse reaches a solid target surface, single X-ray attosecond pulse is produced based on relativistic oscillating mirror scheme^[24].

3 强场 X 射线激光驱动的粒子加速

Tajima 和 Dawson^[21]于 1979 年提出了激光在稀薄等离子体中驱动尾波场加速的机制，其加速梯度比传统加速器提高 3 个数量级以上。2004 年，Nature 以“梦之束(dream beam)”为封面，同期发表三篇重要论文，指出超强超短激光驱动的等离子体尾场加速是实现紧凑型、台式化粒子加速的新方向。目前的激光驱动等离子体尾波场加速是激光驱动电子加速最主要的机制，可以把电子束加速到近 10 GeV^[28]；此外通过电子束驱动的等离子体尾波机制，已经可以把 42 GeV 的电子束加速到 85 GeV^[29]。

由于等离子体自身就是电离化介质，能够实现电荷分离，从而产生并承受数量级相当于非相对论“波破”场的加速梯度： $E_0(\text{V/cm}) = cm_e\omega_p/e \approx 0.96n_0^{1/2} (\text{cm}^{-3})$ 。其中 $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$ 为等离子体频率， e 为单位电荷， m_e 为电子质量， n_e 为等离子体密度。以 $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的等离子体为例，其能够承载的加速梯度约为 $E_0 \approx 96 \text{ GV/m}$ ，比传统加速器高出 3 个数量级。因此若要获得相同的粒子能量，加速长度仅为传统加速器的千分之一。用来激发这种强加速电场的驱动源主要包括高功率激光和高能带电粒子束，利用有质动力（激光）或者空间电荷力（带电粒子束）引发等离子体中的电荷分离，进而产生加速电场，并以密度波的形式在等离子体中传播，其相速度接近光速。因此，只要将被加速粒子在合适的相位注入，就能够进行长时间的“稳相加速”。当一束强激光脉冲在低密度等离子体中传播时，与脉冲包络相关的有质动力将电子从激光脉冲所在区域排出，如果激光脉冲包络在传播轴方向的长度 L 与等离子体波长 λ_p 相当，有质动力就会在激光脉冲经过的区域共振激发出一个大振幅等离子体波，即为激光尾波场。对于典型的轴对称激光脉冲（譬如高斯形），激发的尾波场振幅在 $2L \approx \lambda_p$ 时最大。

超强相干 X 射线激光的波长为纳米量级，可直接与固体密度的纳米结构材料相互作用，激发纳米尺度的等离子体波或尾场结构，固体密度的等离子体靶可使加速梯度提高几个数量级（TeV/cm）。相比目前加速梯度为 10 MeV/cm 的传统加速器，以气体作为介质的微米波段激光驱动的尾波加速机制可将加速梯度提高到 GeV/cm，然而要获得 TeV 量级的高能粒子束，仍需要几百米的加速长度。而用超强 X 射线激光作为驱动源，原则上在 1cm 长度内就能实现 TeV 的能量增益。

根据激光驱动的尾波场加速理论，加速梯度与等离子体密度正相关，密度越高，加速梯度越大，而粒子获得的能量增益 $\Delta E \approx 2m_e c^2 a_0^2 (n_{cr}/n_e)$ ，即粒子能量增益和加速距离均与以临界密度归一化后的等离子体密度成反比

$\Delta E \propto 1 / (n_e / n_{cr})$ ，其中 $n_{cr} = \omega_0^2 m_e / (4\pi e^2) = 1.1 \times 10^{21} \lambda^{-2} \text{cm}^{-3}$ 。对于给定的激光而言，临界密度是固定值，高能量增益意味着低气体密度和长加速距离。例如，微米波长激光的临界密度为 10^{21}cm^{-3} ，获得 1 TeV 的电子能量增益就需要在密度为 10^{15}cm^{-3} 的稀薄等离子体中加速近 250m，这对实际的实验操作提出了巨大挑战。另一方面，临界密度与驱动激光波长的平方成反比，对于超强 X 射线激光（如 0.1 nm 波长），临界密度为 10^{29}cm^{-3} ，在归一化密度相同的情况下，超强 X 射线激光可以在 10^{23}cm^{-3} 的固体靶上驱动尾波场加速，此时加速梯度提高了 4 个数量级（TeV/cm），意味着可以在小小的芯片上实现 TeV 能量的电子加速（TeV on a Chip）。基于此，激光驱动尾波场理论的提出者，国际著名物理学家 Tajima 教授^[30]在 2014 年指出未来获得紧凑型超高能粒子束的驱动源为超强 X 射线激光。利用相干 X 光源在与其尺寸可比的新型材料（如碳纳米材料、晶格等纳米尺寸结构材料）中激发具有极高加速梯度的尾波场，可以获得超高能粒子束。目前，纳米材料技术的成熟发展使超强 X 射线激光与纳米材料的结合更加成为可能。

近几年的研究证实^[31]，相比于均匀密度的固体靶，固体密度的纳米管可以很好的约束相对论强度的 X 射线激光，并使其传播更长时间，从而实现 TeV/cm 的加速梯度，这对驱动尾波场进行长时间稳定的粒子加速非常关键。除了固体密度的等离子体，晶体也是超强 X 射线激光驱动尾场加速的合适介质。晶体的一个重要特点是，其中充满了大量周期性分布的电子。最近的研究表明^[32]，当相对论强度的 X 射线激光通过晶体时，这些“自由电子”被有质动力排出，逐渐形成一个几乎没有电子的空泡（尾场）。虽然尾场会被晶格附近周期性的静电场调制，但其中的电子加速并不会受到明显的影响。由于晶体的稳定性，在尖锐的晶体-真空边界处的波破可以导致电子注入到空泡中，这种注入具有较高的可重复性。由于被加速电子束的发射度与波长成正比，因此相比于可见光波段的激光尾场加速，X 射线有望将发射度提高几个数量级。基于 MHz 重频的超强 X 射线激光，利用几微米厚度的晶体片就可以产生高重复率、低发射度、低能散的阿秒电子束。这种小型晶体加速器具有 MHz 量级的重频，且能实现对电子束参数的充分控制，未来可以作为具有阿秒分辨能力的超快电子衍射和超快电子显微镜的理想电子源。

另一方面，当 X 射线激光足够强，如达到强相对论强度时，还可以通过各种机制对质量更大的离子（质子）进行加速，如靶后鞘层加速、光压加速或尾波

场加速等，从而实现纳米尺度的离子加速器，获得优质的超快离子源。需要指出的是，如果要确保稠密等离子体，X 射线激光的波长不能太短。

X 射线粒子加速除了超高的加速梯度这一重要优势外，另一个重要特点是粒子源的尺寸特别小，从而描述粒子束品质的发射度特别小。这一特点对提高成像分辨率等应用具有重要意义。

4 强场 XFEL 探测 QED 真空极化

经典电动力学表明，真空中光与光之间无法直接发生相互作用，因为真空中的 Maxwell 方程是线性的。然而，QED 理论预言，真空中光与光之间可以发生作用。由于真空充满了虚电子-正电子对的瞬间产生和湮灭，也即量子涨落，光子可以利用真空中涨落的虚电子-正电子对作为“中间媒介”与另一个光子发生相互作用，这种相互作用与“真空极化”紧密相关。物理上，真空极化可以理解为：在外电磁场作用下，真空中的虚电子-正电子对会发生位移和重新排布，导致电荷与电流密度分布发生改变，而电荷与电流的改变又会反过来影响电磁场，这种影响通常表现为对外场的部分屏蔽或介电效应，使真空实际表现为一种很弱的介电介质，导致其等效折射率相对于 1 有非常微小的偏移。

从 QED 的角度来看，真空极化也被称为“光子自能”，其单圈费曼图如图 3(a) 所示，可以看成是真空中虚电子-正电子对对光子传播子的修正。实际上，真空极化效应的实验发现要早于理论发展。早在上世纪 40 年代，兰姆位移^[33]和电子反常磁矩^[34]的发现就是真空极化很好的实验证明，但直到后来 QED 理论的完善，人们才认识到这些反常的实验结果与真空极化有关，并给出了正确的理论解释。

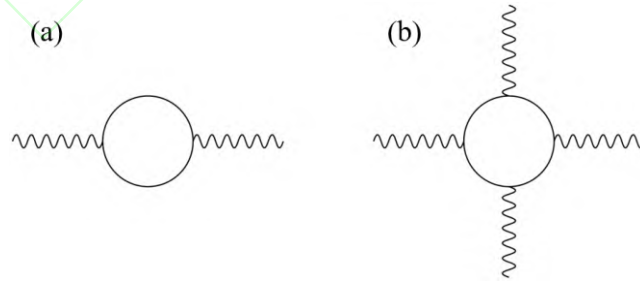


图 3 (a) 真空极化单圈费曼图； (b) 光子-光子散射费曼图

Fig. 3. (a) One-loop contribution to the vacuum polarization diagram; (b) diagram of photon-photon scattering.

在强电磁场背景下，真空中的虚电子-正电子对会受到背景场的作用，因此

图 3(a)中的电子传播子需要换成强场作用下的形式，即在 Furry 图像下计算。根据入射光子的频率不同，真空极化可以分为低能真空极化（光子能量远小于电子静质量 $\omega \ll m$ ）和高能真空极化（光子能量接近或大于电子静质量 $\omega \geq m$ ）。低能真空极化可以用洛伦兹不变的有效拉氏密度描述，最早由 Heisenberg 和 Euler^[35] 提出，后来又由 Schwinger^[36] 重新得到，在低阶近似下该拉氏密度为

$$\mathcal{L} = \mathcal{F} + 2\xi \mathcal{F}^2 + \frac{7\xi}{2} \mathcal{G}^2, \quad (1)$$

系数 $\xi = \alpha / (45\pi E_s^2)$ ， $E_s \approx 10^{16} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 是 Schwinger 临界场， α 是精细结构常数，两个洛伦兹不变量

$$\mathcal{F} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2), \quad \mathcal{G} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}, \quad (2)$$

$\tilde{F}^{\mu\nu} = \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma} / 2$ 是电磁场张量的对偶张量。根据有效拉氏密度(1)式可以得到真空的有效极化和磁化矢量： $\mathbf{P} = \xi \{ 2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) \mathbf{E} + 7(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \}$ 和 $\mathbf{M} = -\xi \{ 2(\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) \mathbf{B} - 7(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{E} \}$ 。可以看到，单束平面波无法激发真空极化效应，因为此时 $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$ 且 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ 。高能真空极化通常不能用有效拉氏密度描述，因为高能光子的波长很短（康普顿波长量级甚至更短），其与真空相互作用时可以“感受”到量子涨落在强场作用下的局部动力学以及量子的不确定性，必须求解强场下的 Dirac 方程。

到目前为止，强场下的低能真空极化效应还没有实验验证，其原因一方面是真空极化效应本身非常弱，必须在超强场的激发下才能体现出可能被观测到物理效应；另一方面是找到合适的探针进行高精度测量并不容易。前者在不久的将来随着百拍瓦激光的建成可以在很大程度上得到解决，后者在目前来看用 XFEL 作为探针是最有效的办法。因此，百拍瓦激光与 XFEL 结合将提供实验验证强场 QED 真空极化效应的绝佳平台。低能 QED 真空极化效应主要有真空双折射、光-光散射、真空衍射等，以下将逐个进行介绍。

4.1 QED 真空双折射

在超强激光场的激发下，有效极化和磁化矢量导致真空折射率发生改变，其有效折射率依赖于强激光以及探针光的传播方向和偏振。设 $k^\mu = (\omega, \mathbf{k})$ 是探针光

的四维动量， $F^{\mu\nu}$ 表示背景强激光的电磁张量，则真空的有效折射率有两个^[37]： $n_1 = 1 - 7\xi (F^{\alpha\beta} k_\beta)^2 / (2|\mathbf{k}|^2)$ 和 $n_2 = 1 - 2\xi (F^{\alpha\beta} k_\beta)^2 / |\mathbf{k}|^2$ ，这表明存在两种极化模式。当强激光与 X 光探针相对传播时，这两种模式的电场方向分别沿强激光的磁场和电场方向。经过一段相互作用距离 L ，探针光在两个极化模式方向产生相位差， $\Delta\phi = 4\alpha L I_L / (15\lambda_X I_S)$ ，导致偏振状态发生改变^[38, 39]，也即双折射效应，这里 I_L 和 I_S 分别是背景激光与 Schwinger 临界场的强度， λ_X 是探针光波长。显然，探针光波长越短，真空双折射效应越明显。考虑到极化伽马光的产生与探测精度很低，只有在伽马光的偏振变化很大时，才能被探测到。因此，用 X 光作为探针是非常有前景的^[37, 40-44]，目前 X 光的极化探测精度已经达到 5×10^{-10} 量级^[45]。为了获得最大的双折射效果，通常选择 X 光探针为线偏振，其偏振方向与强激光偏振成 $\pi/4$ 夹角。经过相互作用之后，线偏振探针光因为真空的双折射效应变成椭圆偏振，椭偏率为 $\varepsilon(x_0, y_0, t_0) = |\mathrm{i}\Delta\phi(x_0, y_0, t_0)/2|^2$ ^[37, 40, 41]，其中 x_0, y_0 和 t_0 是强激光与 X 光探针在横向空间和时间的碰撞参数。真实的实验条件下还需要考虑 X 光束的具体形状分布，可以用两个分布函数 $f_{\text{temp}}^{\text{XFEL}}(t_0, \tau)$ 和 $f_{\text{spat}}^{\text{XFEL}}(\mathbf{r}_0, \sigma)$ 分别描述其时间和横向空间的形状分布。与强激光相互作用后，探针 X 光束的椭偏率是

$$\zeta(\sigma, \tau) = \int \varepsilon(\mathbf{r}_0, t_0) f_{\text{temp}}^{\text{XFEL}}(t_0, \tau) f_{\text{spat}}^{\text{XFEL}}(\mathbf{r}_0, \sigma) d^2\mathbf{r}_0 dt_0, \quad (3)$$

这里 σ 和 τ 表示两束光碰撞时在横向的相对偏移量和时间延迟。

目前，在建的上海硬 X 射线自由电子激光装置“极端光物理”线站可将 100 拍瓦超强激光与 XFEL 结合，进行“真空双折射”物理实验。其设计参数为强激光波长 910 nm，总能量 1500 J，焦斑半径 5 μm ，聚焦强度达到 $10^{23} \text{ W cm}^{-2}$ ，半高全宽 15 fs；X 光光子能量 12.914 keV，脉冲束腰 200 nm，长度 30 fs。在这些参数条件下，探针光子的椭偏率如图 4 所示，可以看到此时探针光的椭偏率最大可以到 10^{-10} 量级，与目前实验探测 X 光极化率的最高精度相当。同时可以注意到，两束光对撞的时间同步要求并不太高，约在几百飞秒误差内都可以接受，而横向上的空间对准要求较高。

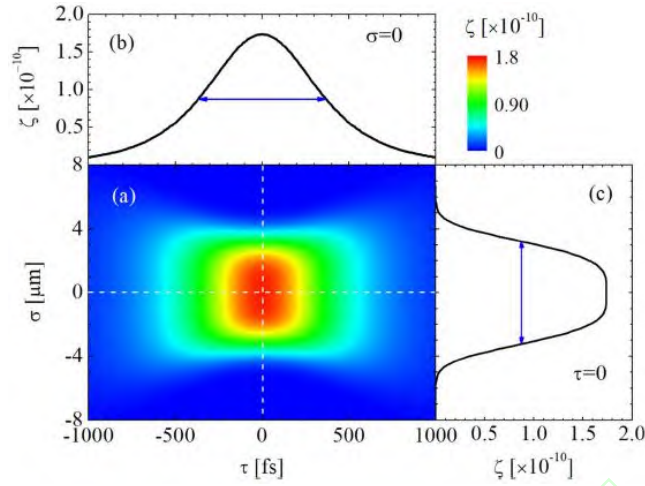


图 4 X 光探针与相对传播的强激光碰撞后的椭偏率^[37]

Fig. 4. Ellipticity of the XFEL beam when it head-on collides with 100PW laser pulse^[37].

基于以上理论分析可以设计相关的实验方案。图 5 是极化 X 光的产生以及之后的极化探测示意图^[37, 46]，一束 X 光束经过第一个 X 光聚焦镜后变成一束平面波，然后进入极化仪，由一块硅(800)切槽晶体组成，经过 6 次反射获得高纯度线偏振 X 光；之后再通过聚焦镜将线偏振 X 光聚焦到真空靶室与强激光对撞；对撞产生真空双折射效应，将原来线偏振 X 光探针转变为椭圆偏振，相当于将少部分 X 光光子的偏振方向翻转 to 垂直方向；再经过一个相同的聚焦镜后进入极化分析仪测量双折射后的 X 光探针的偏振状态。极化分析仪的原理与前面极化仪相同，只是为了探测与原极化垂直方向的极化光子，需要将极化仪翻转 90°。最后将极化翻转的 X 光引入探测器。如入射 X 光束的光子数目是 10^{12} 个，真空双折射引起的椭偏率在 10^{-10} 量级，因此理论上应该有不到 200 个探针光子发生极化方向的偏转，考虑实验装置的传输效率，最后大约有 10 个左右的光子可以被探测到。又考虑到背景噪声的干扰，这 10 个光子不一定能被单发测量到。可以估算出测量真空双折射效应所需要的激光发次，取光学系统的传输效率 $T_X=5.5\%$ ，X 光极化仪的消光比 $\beta_{pol}=6 \times 10^{-10}$ ，对于 10^{12} 个入射 X 光光子，在 5 倍置信度下激光发次大概需要数十发，这是有可能做到的。如果将激光聚焦到 $3\mu m$ 焦斑，强度还可以进一步增大，此时探针光的椭偏率可以达到 10^{-9} ，在目前的探测条件下已经可以达到单发次测量的要求。如果 X 光光子总数降低为 10^{10} 个，则需要数百发才可能测量到有效信号。

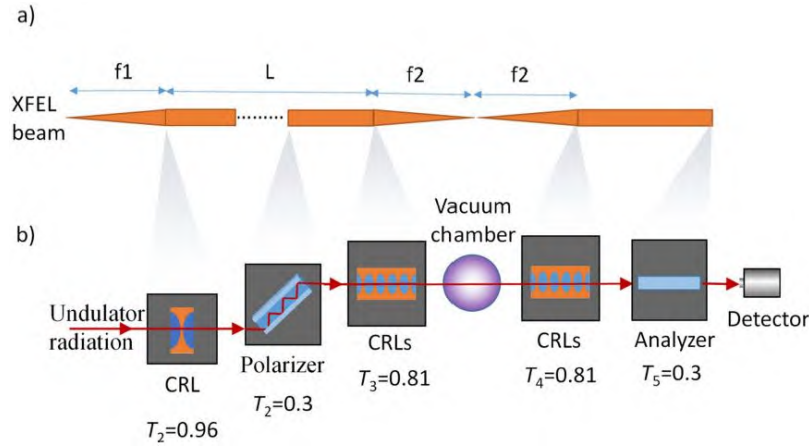


图 5 QED 真空双折射实验示意图^[37]

Fig.5. Schematic design for the proposed QED vacuum birefringence experiment^[37].

4.2 真空光-光散射

在真空中光与光之间的散射是强场 QED 真空极化的另一个重要物理效应，这种现象在经典情况下是禁止发生的。真空光-光散射是一个四光子相互作用过程，费曼图如图 3(b)，在宏观强电磁场下通常表现为四波混频，从拉氏密度(1)式和(2)式可以得到波动方程：

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{P}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} \right), \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \mathbf{B} = \nabla \times \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{M} \right). \quad (5)$$

该方程描述了强场 QED 真空极化下电磁场的演化。基于这一理论，沈百飞等^[47]于 2003 年就提出利用高密度等离子体通道中特定模式的强电磁场与探针光相互作用，散射出信号光来检验 QED 光-光散射效应，其中散射光的频率满足 $\omega_3 = 2\omega_L + \omega_2$ ， ω_L 与 ω_2 分别为泵浦光与探针光频率。Lundin 等^[48]和 Lundström 等^[49]设计了一种由三束激光以特定空间位形对撞以验证四波混频效应。将三束激光互相正交入射，相互作用后可以散射出第四束光，如图 6 所示，四束光的动量和频率满足匹配关系 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ ， $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$ ，每一发次产生散射光子数的定标关系为 $N_\gamma \approx 0.25 P_1 [\text{PW}] P_2 [\text{PW}] P_3 [\text{PW}] / (\lambda_4 [\mu\text{m}])^3$ ，其中 $P_i [\text{PW}]$ 是三束入射激光的功率。当三束激光相互作用时，其频率和动量的匹配条件也可以是 $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = \omega'$ ， $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}'$ ，这对散射光与入射光之间的角度与能量关系

给出了新的限制,这些条件被满足时探针光的频率会发生移动且偏振方向也可能旋转(即散射出新模式的光)^[50-54]。另一种与光-光散射紧密相关的现象是随时空变化的外场,例如两束反向传播的强激光形成的驻波场,可以通过真空极化诱导出光子的辐射^[55, 56]。

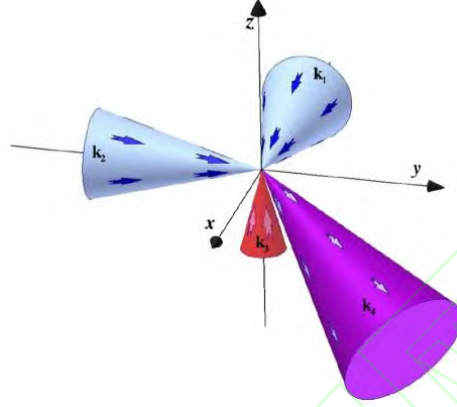


图 6 四波混频示意图, 三束入射光相互作用散射出信号光^[48, 49]

Fig. 6. Schematic three-dimensional setup for four-wave mixing, the signal is scattered in the interaction of three incident light beams (two incoming beams (in blue), an assisting one (in red))^[48, 49].

在光-光散射过程的探索中, 利用 X 光作为探针也具有很好的前景。将一束强激光与硬 XFEL 对撞, 当满足部分相位匹配条件时, 可以以一定散射角散射出非共轴的信号光^[57], 如图 7 所示。该过程中部分相位匹配体现在只在强激光与 X 光传播方向满足动量守恒, 横向动量不要求守恒。这一方案的优势是可以有效提高信噪比, 因为背景噪声主要出现在轴向。数值估算表明利用 910 nm 的百拍瓦强激光和光子能量为 12.9 keV 的 X 光对撞, 如果 X 光焦斑半径聚焦到 0.5 nm 以内, 在斜方向就可以散射出 5 个信号光子, 达到目前实验探测的能力。

此外, 光的角动量效应在光-光散射过程中也有了初步的研究。光的极化有时会导致散射过程中出现一些有意思的现象^[58, 59]。例如, 在一些特殊情况下, 光-光散射使圆偏振光在传播过程中在左旋和右旋态之间振荡演化^[58]。当三束入射光中有一束携带轨道角动量时, 由于角动量耦合, 散射光也可能携带轨道角动量, 这为实验探测提供了新的自由度和过滤噪声的方法^[60]。

光发生衍射^[64]。空间调制的周期性外场，例如磁波荡器的周期场或多束强激光平行传播产生的横向周期场，可以将真空极化成类似光栅结构的介质，探针光在这种结构上可以发生布拉格散射，并且光栅结构的干涉效应可以增强散射光的强度^[65]。

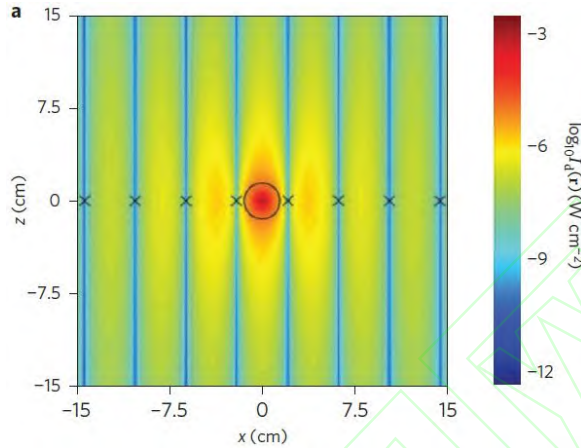


图 8 真空双缝衍射条纹^[62]，黑色“叉”标记的是普通双缝衍射极小值的位置，与真空极化衍射的极小值相符

Fig. 8. Vacuum bright and dark diffraction fringes resembling the characteristic double-slit pattern, the crosses indicate the prediction of the classic formula for minima, which is consistent with the vacuum diffraction.

4.4 其他真空极化效应

强场 QED 真空极化还可以引起其他有意思的物理现象。在光-光散射过程中，如果入射光的频率相同，就可能产生三次谐波： $\omega' = 3\omega$ ；进一步地，当考虑 $2n$ 波混频时，就会产生真空极化的谐波^[51, 52, 66]。这种真空谐波的产生也可以认为是真空极化引起的多光子合并，类似的光子合并过程也能通过其他方式产生，例如，当强激光与质子束对撞时，在质子库仑场的协助下，多个激光光子可以合并成一个高频光子^[67, 68]；在其他非均匀电磁场下同样存在多光子合并过程^[69]。相反地，一个 X 光光子在强激光场中也可以通过真空极化分裂为多个能量较低的光子^[70, 71]。甚至，在特殊调制的强激光驱动下，真空中的虚电子-正电子对还可以形成类似于等离子体中的离化波前结构，从而对探针光子进行加速以产生频率移动^[72]。

5 强激光-XFEL 产生轴子源：对暗物质的探索

暗物质和暗能量是当前物理学两个重要的疑难问题，二者都是爱因斯坦广义相对论宇宙学的衍生物。到目前为止，我们还不清楚暗物质和暗能量到底是什么，只能通过有限天文观测的反常结果来推断它们的存在性。近半个世纪以来，对星系旋转曲线^[73, 74]以及引力透镜效应^[75, 76]的观测发现暗物质必须存在，否则无法解释观测中看到的引力异常结果。宇宙微波背景辐射各向异性的精确测量^[77-79]表明，宇宙中暗物质的含量为 27%，暗能量含量高达 68%，而我们熟悉的常规物质只占 5%。

由于暗物质与常规物质的相互作用非常弱，导致实验探测难度非常大，对精度要求非常高。目前，关于暗物质探测的实验方案主要有以下几种思路：一是直接探测，当暗物质粒子与标准模型粒子发生碰撞时会对标准模型粒子产生反冲作用，通过测量这种微弱的反作用寻找暗物质存在的证据；二是间接探测，当宇宙中的暗物质发生衰变或转化成其他粒子时，这些产物就会成为宇宙射线中超出标准模型之外的额外来源，通过测量宇宙射线的异常也可以寻找暗物质。此外，利用加速器或强场创造出暗物质粒子也是实验室探测暗物质的一种方法。目前我国对暗物质的探测已经处于世界先进水平。直接探测主要以四川锦屏山暗物质实验室为代表，测量灵敏度达到了世界一流水平，且深度 2400 m 的地下实验室可以极大地屏蔽宇宙射线的干扰；间接探测主要以“悟空”号卫星为代表，它是目前国际上能量观测范围最宽、分辨率最高的暗物质粒子探测卫星。

暗物质可能的候选粒子有多种，轴子就是其中之一^[80-83]。轴子最早是上世纪 70 年代为解决量子色动力学（quantum chromodynamics, QCD）中的强 CP 守恒问题提出的^[84-86]，它是一种有质量无电荷零自旋的赝标量粒子，与光子等标准模型粒子的相互作用很弱^[87-89]，被认为是“不可见”的，因此又成为暗物质粒子的重要候选者。过去 40 年，物理学家一直在努力寻找轴子和类轴子存在的确凿证据，然而至今也没有实质性的突破。对于光学研究者而言，我们显然对轴子和光子之间的相互作用更感兴趣，Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharow (KSVZ) 模型就预言了这种相互作用^[90, 91]。在 KSVZ 模型中，一个轴子与两个光子耦合，这种相互作用也被称为“ $a\gamma\gamma$ ”过程，或光与轴子的三波混频。

通过轴子或类轴子与光子的相互作用探测轴子的实验方法主要有两类：一类

是利用宇宙中自然存在的轴子流，先将其转化为光子，然后进行探测，也即 $a + \gamma \rightarrow \gamma$ 过程。例如，欧洲核子中心的 CAST^[92-95]利用长 10 m 的磁铁产生约 10 T 的静磁场将 14 keV 的太阳轴子流转化为 X 光光子，并用 X 光探测器测量。另一类是在实验室进行人造轴子的实验，即 $\gamma + \gamma \rightarrow a$ 过程。如 PVLAS^[96-100]通过测量强磁场下真空极化引起的双折射效应来寻找轴子和类轴子存在的证据。因为真空中除了虚电子-正电子对的涨落在强电磁场的激发下会引起真空双折射效应外，轴子和类轴子也可以与电磁场发生很弱的相互作用导致类似的真空双折射^[101-105]。如果轴子存在，探针光子的极化状态应该会产生额外的改变。OSQAR^[106, 107]和 ALPS^[108, 109]采用了一种“光穿墙”的实验方案，先在强磁场中将一束光转变为轴子，再将这些轴子穿过一堵厚墙，未转变的光子和背景电磁场都被墙挡住，由于轴子与物质相互作用非常弱，因而可以穿墙而过。墙的另一边再将轴子转变回光子，从而被探测到。这种方案的优势是厚墙的阻挡大大减小了噪声干扰，但由于经过了 $\gamma + \gamma \rightarrow a$ 和 $a + \gamma \rightarrow \gamma$ 两步过程，导致信号强度也大大降低了。

通常可以取轴子的质量 m_a 和 $a\gamma\gamma$ 相互作用的耦合系数 $g_{a\gamma\gamma}$ 构成轴子的参数空间，但我们并不准确知道真实轴子在参数空间中应该位于哪个位置。目前已有的实验结果都没有找到轴子存在的确凿证据，因此只能在已有测量精度下通过实验去排除参数空间中的区域。

寻找轴子的难度在于轴子与普通物质以及光的相互作用非常弱，且我们并不知道轴子在参数空间中的准确位置。原则上，可以通过增大相互作用时间和空间长度以累加信号强度来实现对微小信号的更高精度测量，因此目前已有的传统方法都是在米量级以上的空间长度进行测量的。另一方面，也可以尽可能增大外加电磁场的强度来提高信号强度，尤其是在相互作用距离较短的情况下。而超强超短激光正好提供了这样的实验环境。目前，超强激光与等离子体相互作用产生的磁场强度要比磁铁高好几个量级，是目前实验室中能够达到的最强电磁场，这就为更小范围内利用超快过程探测轴子提供了可能。

在 QCD 轴子和赝标量类轴子模型中，光子与轴子相互作用的拉氏密度为 $\mathcal{L}_{\text{int}} = -g_{a\gamma\gamma} \tilde{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \Psi / (16\pi)$ ，这给出轴子波动方程 $(\partial^2 + m_a^2) \Psi = g_{a\gamma\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ 。基于这种相互作用，利用超强超短激光探测轴子大体上也有两种途径^[110]。一种是通过 $\gamma + \gamma \rightarrow a$ 过程，用一束探针光与超强激光驱动的静电场相互作用产生轴子，再测

量探针光偏振状态的改变来验证轴子模型。以超强激光驱动等离子体产生静电场作为强背景场,在该背景场下探针光子被吸收转化成轴子或类轴子粒子,从而引起探针光子数目的减少。轴子波动方程表明,探针光磁场只在平行于背景电场方向的分量才对轴子产生有贡献,因此也只在这个方向上探针光才会被吸收,而垂直方向保持不变。对于线偏振探针光而言,这种现象就是二向色性,表现为偏振方向的微小旋转。由于相互作用耦合系数 $g_{a\gamma\gamma}$ 很小,极化方向的旋转角度也很小,所以对极化测量精度的要求极高,而 X 光在这方面的优势很明显;另外,强激光等离子体相互作用中噪声的影响也不可避免,X 光在消除噪声方面也是有利的。因此 XFEL 也可以作为很好的探针光用于强激光轴子源的探测。

另一种方法类似于强场 QED 真空双折射效应,在强背景电磁场的激发下,真空中的虚轴子对涨落也可能引起真空的双折射效应,结果导致线偏振探针光变成椭圆偏振。以强磁场作背景场为例,经过相互作用距离 L 后,探针光在两个不同极化方向获得的相位差为^[96]

$$\Delta\phi = \frac{L^2 g_{a\gamma\gamma}^2 B_0^2}{8\chi} \left[1 - \frac{\sin(2\chi)}{2\chi} \right], \quad (6)$$

其中 $\chi = L m_a^2 / (4\omega)$ 。当 L 一定时,相位差在 $\chi = 1.53$ 位置具有最大值,这由轴子的质量参数和探针光频率决定,轴子质量越大,越高频的探针光更有优势,因此 X 光在这方面的探测也可以发挥作用。

强激光-等离子体产生强电场或磁场有多种方法。虽然在目前的实验技术下由超强激光驱动等离子体产生的轴子源还没有给出明显大于传统实验方法的排除范围,但是这些新方案对轴子的实验探测提供了新的思路,尤其使得在超短超快过程中探测高能轴子变得有可能。随着 XFEL 及其极化性质的精确测量技术的发展,基于超强超短激光和 X 光相结合的方法将会对轴子的探测带来新的可能。

6 强 X 射线探测与诊断

基于 XFEL 装置产生的高重频超强 X 光在强场 QED、粒子加速、核物理等领域具有重要的潜在应用,精确测量 X 光脉冲的信息是非常必要的,其测量与诊断信息主要包括以下几项内容: X 光的偏振纯度、脉冲宽度、焦斑尺寸、光谱分布等。

6.1 X 光的偏振纯度测量

超高偏振纯度的 X 光可以作为探针光，用于与超强激光相互作用，为 QED 真空极化效应的实验研究提供了可能^[37, 41]。DESY 装置的 HED 线站和在建的上海 SHINE 装置的 SEL 线站等用户装置，均考虑了超强 X 光与超强近红外波段的拍瓦激光装置和 100 PW 激光装置相互作用的光路布局设计^[111, 112]。另外，高偏振纯度的 X 光还可以用于 X 光量子光学^[113]和核共振散射^[114]等方面的研究。

X 光的偏振纯度提升可以通过切槽晶体的多次反射来实现^[115]。如图 9 所示，X 光首先经过一个硅切槽晶体（即极化仪），仅特定偏振方向的 X 光被极化仪晶体反射，另一偏振方向的 X 光被吸收。多次反射后，X 光偏振纯度迅速提高。极化分析仪是与极化仪相同结构的另一块切槽晶体，不过方向相对于极化仪旋转了 90° 角，用于检测 X 光的偏振纯度。通常情况下，极化仪入射角度尽可能满足布拉格角 45°。早在 1995 年，Toellner 等^[114]利用 Si(840)晶体，将 14.4 keV 处的 X 光偏振纯度提升至 2×10^{-7} 。增加反射次数可以有效提高 X 光的偏振纯度，实验证实，利用 Si(800)晶体，反射次数从 4 次增加至 6 次，可以将 6.457 keV 处的 X 光偏振纯度从 1.5×10^{-9} 增加至 2.4×10^{-10} ^[45, 115]。但是由于晶体反射率并非 100%，增加反射次数会带来光子数目的损失。因此，如果两次反射可以实现高纯度偏振的 X 光，则可以有效提高 X 光的传输效率。利用两块平行放置的金刚石晶体作为极化仪晶体，两次反射后 9.8 keV 处的 X 光偏振纯度达到 8.9×10^{-10} ^[116]，远高于硅切槽晶体两次反射实现的 X 光偏振纯度，接近于 Si(800)切槽晶体在 12.914 keV 能量处的偏振纯度 5.7×10^{-10} 。

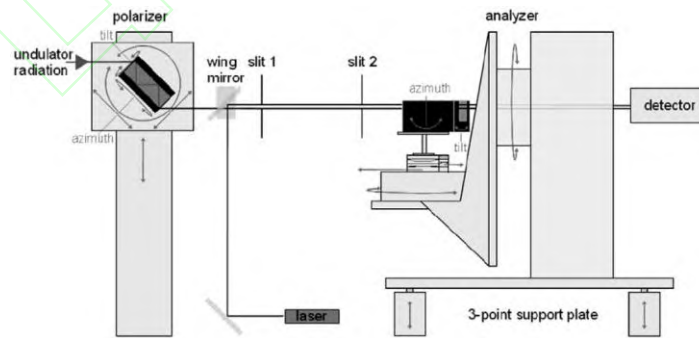


图 9 X 光偏振纯度提升装置示意图^[115]

Fig. 9. Experimental setup of high-purity polarization state of X-rays^[115].

若要使 X 光偏振纯度继续提高，理论计算表明有两个限制因素，分别为光源的发散角和多重散射效应^[117]。相对于 Si 切槽晶体，金刚石具有更低的原子序

数和更小的晶格常数，可以有效抑制多重散射效应，因此，金刚石作为极化仪晶体材料具有重要的优势。相关实验证实，利用金刚石材料的极化仪，四次反射后，偏振纯度可以提高至 3.0×10^{-10} 。更为重要的是，当光源发散角从 $17 \mu\text{rad}$ 下降到 $8.4 \mu\text{rad}$ 时，X 光偏振纯度可以提高至 1.4×10^{-10} 。这表明，利用第四代光源产生的低发散度 X 光源，可以将 X 光偏振纯度大大提升，理论计算表明，可以提高至 10^{-12} 量级^[118]。这为高纯度 X 光偏振的后续应用，如真空双折射效应^[37]，奠定了重要的基础。

6.2 X 光的脉冲宽度测量

目前 XFEL 的主要工作模式为自放大自发辐射模式(SASE 模式)，不同发次的超快 X 光脉冲的时间波形是随机的。X 光的脉冲宽度测量对后续的超快 X 光应用，特别是基于超快 X 光的泵浦-探测实验，具有重要意义。

近年来，针对不同能量波段的 X 光，人们采用了多种测量手段来实现 X 光的脉冲宽度测量。一种常用的方案就是条纹相机模式。如图 10 所示，超快 X 光脉冲聚焦在气体靶中，导致气体被电离并射出光电子，另一束线偏振的 THz 光脉冲也同样聚焦在气体靶中，且偏振方向与 X 光偏振方向垂直，并实现与 X 光的精确时空同步。X 光电离气体产生的光电子会在 THz 场中受到调制，而后利用 TOF 测量光电子的能谱信息。通过调节 THz 脉冲与 X 光脉冲的时间延迟，可以获得光电子能谱随两光束延时的数据，进而利用反演重构算法获得 X 光的时域信息^[119]。这种测量手段借鉴了基于高次谐波产生的阿秒脉冲测量手段，直接将阿秒条纹相机方案中的近红外激光场改为多周期相位稳定的 THz 脉冲用于 X 光的脉冲宽度测量^[120, 121]，可以实现数飞秒的时间精度。但是，此方案中 THz 脉冲与 XFEL 光同源，即来自同一个电子束在特定设计的振荡器中产生的 THz 辐射，其强度受电子束电量的影响。并且，X 光和 THz 脉冲先后产生，需要额外的 X 光原件对 X 光进行时间延迟才能满足 X 光和 THz 时间同步的需求。为了避免这些不利因素，基于另一个飞秒激光驱动的独立 THz 源成为 X 光脉冲测量的有力工具，时间分辨达到 5 fs ^[122]。将 THz 脉冲改为 NIR 激光，则可以将时间分辨精度提高至亚飞秒量级。

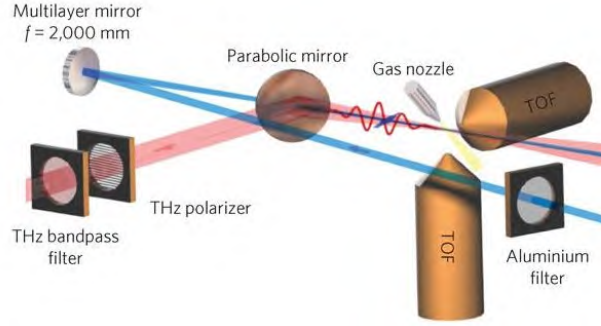


图 10 利用 THz 场测量飞秒 X 光脉冲时域波形^[119]

Fig. 10. Schematic of the experimental setup for terahertz-field-driven X-ray streak camera^[119].

利用线偏振 THz 脉冲或者 NIR 激光辅助测量 X 光脉冲宽度的原理是利用 TOF 探测光电子的动量变化。该方案依赖于辅助光与 X 光的精确时间同步，而 FEL 的 X 光脉冲存在固有的时间抖动^[123]，不能充分满足其精确同步需求，因此该方案对测量 X 光的时间精细结构有一定的局限性。利用圆偏振的 THz 场，可以将光电子的时间信息转换为角分布信息，就能有效提高时间分辨精度^[124]。该方案已经在实验上得到证实，利用一个振荡周期的红外波段圆偏振脉冲作为辅助场（streaking 场）^[125]，图 11 给出了不同发次 X 光脉冲的光电子角度分布信息，该测量方案将时间分辨率提高至阿秒量级，可以测量最窄为 500 as 的 X 光脉冲^[126]。随后，类似的测量方案用于表征 XFEL 装置产生的阿秒脉冲，该 X 光源实现了 200—500 as 的脉冲宽度可调，且平均功率达到 100 GW^[127]。

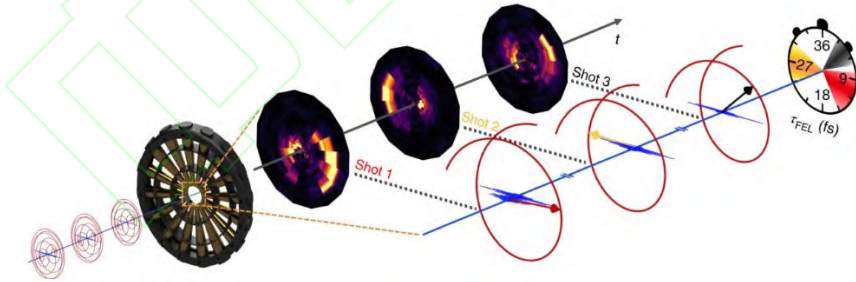


图 11 利用圆偏振 streaking 场测量 X 光脉冲宽度^[126]

Fig. 11. Angular streaking resolves the X-ray pulse structure via angle-dependent kinetic energy changes of photoelectrons^[126].

6.3 X 光的聚焦测量

X 光的聚焦方案包括菲涅尔波带片^[128]，KB 镜^[129, 130]和 CRL 镜组^[131]等。2014 年，利用 SACLA 装置，研究人员通过两组 KB 组合，将 9.9 keV 处的 X 光光强聚焦到 10^{20} W/cm²，聚焦尺寸仅为 33 nm × 53 nm。因此，准确地测量纳米尺寸的

X 光聚焦信息是非常复杂的工作。

研究人员先后发展了一系列测量 X 光聚焦尺寸的方案。主要包括刀边法^[130]、层叠成像法^[131]、Talbot 干涉法^[132, 133]等。图 12 是利用 Talbot 光栅进行 X 光聚焦信息测量的实验示意图。将 Talbot 光栅放置于焦平面之后 2.5 m 处，随后放置 YAG 闪烁体，将 X 光转换为可见光。可见光被反射镜反射后，通过显微物镜成像至 CCD 上。通过闪烁体的相位信息反推 X 光在焦点处的聚焦信息。Talbot 干涉法在 9.5 keV 处将测量 X 光波前的精度提高至 $\lambda/100$ ，适用于纳米尺度的光斑分布测量。同时，测量波前的方案不仅可以准确地获得 X 光在聚焦点处的信息，同时为聚焦原件的调节提供了重要的反馈依据。

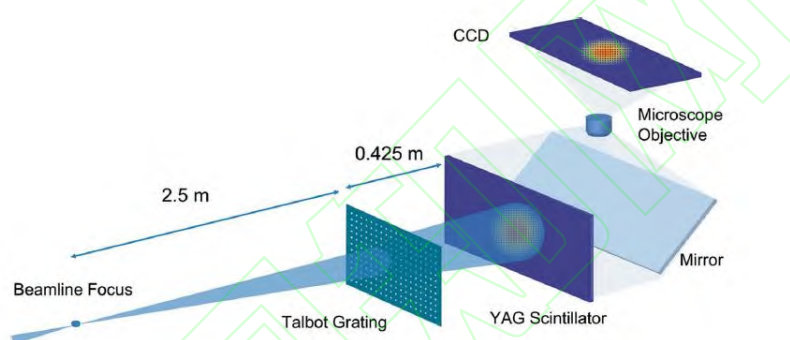


图 12 X 光波前测量^[133]

Fig. 12. Schematic of the X-ray wave front sensor^[133].

如果 X 光光斑尺寸在微米量级，也可以用 LiF 晶体直接测量 X 光的光强分布^[134]。其空间分辨精度在 0.4—2 μm 。并且，该方案中，LiF 晶体可以在 X 光传播方向上平移，从而获得 X 光光强分布在焦点附近的纵向演化过程，即三维空间 X 光脉冲的光强分布。

6.4 X 光的光谱测量

超强 X 光和 100 PW 飞秒激光相互作用可以用来研究 QED 真空光-光散射效应。该方案需要精确测量散射信号光的光谱，精度要求 eV 量级^[57]。研究人员提出多种不同的技术方案来提升 X 光光谱的测量精度。此外，精确测量特别是单发实时测量 X 光的光谱对 X 光的各类应用有着重要意义。

图 13 给出了几种 X 光光谱的典型测量方案。利用聚焦镜将 X 光聚焦，形成发散的光束。随后 X 光入射到 Si(555)平面晶体上，形成色散分布，进而对光谱

进行测量，其测量精度在 10 keV 处为 19 meV^[135]。但由于该方案改变了光束的发散角进而不能再用于后续的实验研究，因此其不能用于在线监测。另外两种测量方案是将平行的 X 光入射到薄的布拉格衍射弯晶^[136]或透射型聚焦光栅^[137]上，如图 13 (b) 和图 13 (c) 所示，均可以实现 X 光的光谱色散，进而实现对光谱的测量，测量精度分别为 0.2 和 1.5 eV。但弯晶会带来 50% 的能量损耗，一种改进型的方案解决了这个问题，示意图如图 13 (d)，即先利用透射型光栅将部分 X 光衍射，改变方向再入射到弯晶上，这样可以将测量光谱的能量损耗降低在 10% 以下，且光谱分辨精度可以保持 0.3 eV^[138]。

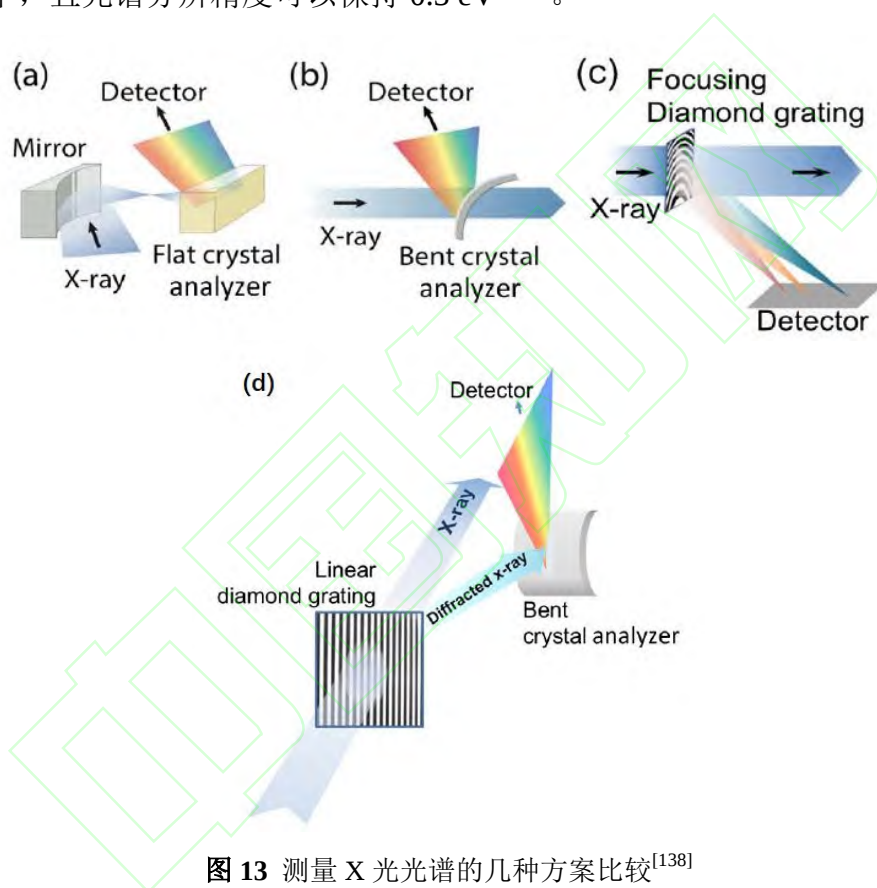


图 13 测量 X 光光谱的几种方案比较^[138]

Fig. 13. Schematic drawings of the setup concepts for hard X-ray single shot spectrometers^[138].

目前的 FEL 装置的主要运行模式基本为 SASE 模式，其能谱宽度一般为 10^{-2} — 10^{-3} 。需要通过增加单色器来窄化能谱至 10^{-4} ，但这会损失绝大部分光子数目。因此，研究人员提出产生超窄能谱的超强 X 光 self-seeding 模式，其基本产生方案如图 14 所示。Si (111) 切槽晶体将 SASE 脉冲能谱单色化，形成一个种子脉冲(seed pulse)，Si (111) 切槽晶体的宽度为数百微米，保证了种子脉冲和电子束时间仅相差 1 ps，随后的磁铁使电子束偏折与种子脉冲空间重合。因此，

种子脉冲可以在第二部分的振荡器中放大至高能量，且光谱宽度仅为 2 eV^[139]。而后，通过优化切槽晶体设计，将 X 光光谱宽度下降至 0.6 eV^[140]。

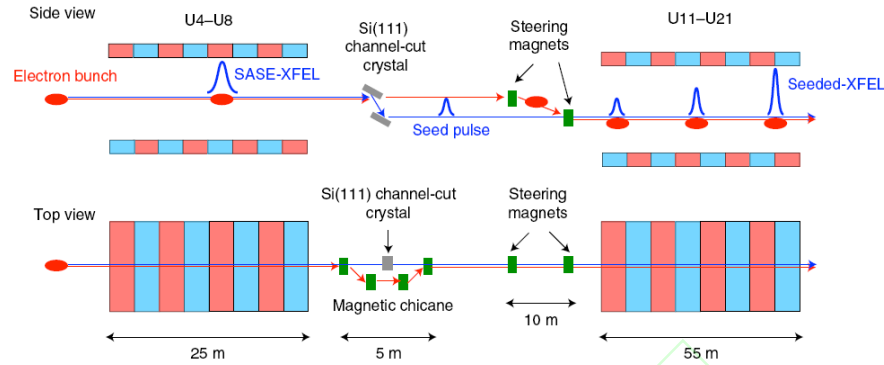


图 14 self-seeding 模式产生方案^[139]

Fig. 14. Schematic of the reflection self-seeding at SACLA^[139].

上述测量方案表明，如果将超强 X 光用于光-光散射实验，在与飞秒 100 PW 激光相互作用前，可以实现高精度的光谱测量，满足实验需求。而与超强激光脉冲相互作用后，由于散射截面低，能谱改变的光子数目极低，必须考虑基于单光子的能谱测量手段^[134]。而目前的单光子光谱测量精度为 100 eV 量级，还不能实现 eV 的能谱偏移测量，需要依赖 X 光光谱测量新技术的继续发展。幸运的是，散射光的方向与入射光相比有一定的改变，有利于实验中将散射光子与入射光分辨开来。

7 总结与展望

强 X 射线在原子分子体系中的强场非线性效应已有初步的研究结果，例如 X 光可以泵浦原子，引起内壳层能级布居数反转，实现与之对应的受激辐射^[141]。在 10^{18} W/cm² 波长为纳米的 X 射线与氖原子的相互作用中，发现原子内壳层电子吸收 6 个光子被电离，形成“空心”原子，由于强场效应变得透明了^[142]。人们还发现氖气中高强度 X 射线脉冲产生的受激拉曼散射^[143]与前向受激散射引起的 X 射线透明效应^[144]。

随着相干 X 射线脉冲的峰值功率与聚焦光强持续提高，有望在不久的将来达到相对论强度，可在固体中开展纳米尺度的加速与辐射研究。现阶段的 XFEL 与光学波段激光的结合已经可用于强场 QED 物理的研究，在暗物质候选粒子的产生与探测方面也展现出了潜力。与微米波段的可见光激光相比，X 射线激光更

有可能通过聚焦达到施温格极限强度,为研究真空中能量向物质的转换提供新的可能性。另一方面,以上这些科学目标的出现也将对高功率 XFEL 脉冲的发展起到推动作用,例如可将 CPA 技术应用于 X 射线的放大与压缩,实现阿秒尺度的超高峰值功率激光脉冲。总之,将强场物理推进到 X 射线波段,有望为基础物理研究和变革性应用发展带来新的机会。

References

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
- [2] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [3] Phuoc K T, Corde S, Thaury C, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 308
- [4] Rousse A, Phuoc K T, Shah R, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 135005
- [5] Di Piazza A, Mueller C, Hatsagortsyan K Z, et al. 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177
- [6] Malkin V M, Shvets G, Fisch N J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4448
- [7] Wu H C, Sheng Z M, Zhang J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 219
- [8] Bulanov S V, Esirkepov T, Tajima T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 085001
- [9] Ji L L, Shen B F, Li D X, et al. 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 025001
- [10] Madey J M J 1971 *J. Appl. Phys.* **42** 1906
- [11] Emma P, Akke R, Arthur J, et al. 2010 *Nat. Photonics* **4** 641
- [12] Suckewer S, Skinner C H, Milchberg H, et al. 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1753
- [13] Matthews D L, Hagelstein P L, Rosen M D, et al. 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
- [14] Saldin E L, Sandner W, Sanok Z, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3825
- [15] Kim K J 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1871
- [16] Amann J, Berg W, Blank V, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 693
- [17] Yu L H, Babzien M, Ben-Zvi I, et al. 2000 *Science* **289** 932
- [18] Feng C, Deng H X 2018 *Nucl. Sci. Tech.* **29** 160
- [19] Orzechowski T J, Anderson B R, Clark J C, et al. 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2172
- [20] Emma C, Pellegrini C, Fang K, et al. 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 020705
- [21] Lutman A A, Guetg M W, Maxwell T J, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 264801
- [22] Duris J, Li S, Driver T, et al. 2020 *Nat. Photonics* **14** 30
- [23] Mourou G, Mironov S, Khazanov E, et al. 2014 *Eur. Phys. J.-Spec. Top.* **223** 1181
- [24] Naumova N M, Nees J A, Sokolov I V, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 063902
- [25] Lichters R, Meyertervehn J, Pukhov A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3425
- [26] Bulanov S V, Naumova N M, Pegoraro F 1994 *Phys. Plasmas* **1** 745
- [27] Dromey B, Zepf M, Gopal A, et al. 2006 *Nat. Phys.* **2** 456.
- [28] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [29] Blumenfeld I, Clayton C E, Decker F J, et al. 2007 *Nature* **445** 741
- [30] Tajima T 2014 *Eur. Phys. J.-Spec. Top.* **223** 1037
- [31] Zhang X M, Tajima T, Farinella D, et al. 2016 *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** 101004
- [32] Liang Z F, Shen B F, Zhang X M, et al. 2020 *Matter Radiat at Extremes* **5** 054401
- [33] Lamb W E, Retherford R C 1947 *Phys. Rev.* **72** 241

- [34] Nafe J E, Nelson E B, Rabi I I 1947 *Phys. Rev.* **71** 914
- [35] Heisenberg W, Euler H 1936 *Zeitschrift für Physik* **98** 714
- [36] Schwinger J 1951 *Phys. Rev.* **82** 664
- [37] Shen B, Bu Z, Xu J, et al. 2018 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **60** 044002
- [38] Dinu V, Heinzl T, Ilderton A, et al. 2014 *Phys. Rev. D* **89** 125003
- [39] Dinu V, Heinzl T, Ilderton A, et al. 2014 *Phys. Rev. D* **90** 045025.
- [40] Schlenvoigt H P, Heinzl T, Schramm U, et al. 2016 *Phys. Scr.* **91** 023010
- [41] Heinzl T, Liesfeld B, Amthor K U, et al. 2006 *Opt. Commun.* **267** 318
- [42] Karbstein F 2018 *Phys. Rev. D* **98** 056010
- [43] Karbstein F, Sundqvist C 2016 *Phys. Rev. D* **94** 013004
- [44] King B, Elkina N 2016 *Phys. Rev. A* **94** 062102
- [45] Marx B, Schulze K S, Uschmann I, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 254801
- [46] Xu D, Shen B, Xu J, et al. 2020 *Nucl Instrum.Methods A* **982** 164553
- [47] Shen B F, Yu M Y, Wang X 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4570
- [48] Lundin J, Marklund M, Lundström E, et al. 2006 *Phys. Rev. A* **74** 043821
- [49] Lundström E, Brodin G, Lundin J, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 083602
- [50] King B, Keitel C H 2012 *New J. Phys.* **14** 103002.
- [51] King B, Heinzl T 2016 *High Power Laser Sci. Eng.* **1** 29
- [52] Boehl P, King B, Ruhl H 2016 *J. Plasma Phys.* **82** 655820202
- [53] Gies H, Karbstein F, Kohlfürst C, et al. 2018 *Phys. Rev. D* **97** 076002
- [54] King B, Hu H, Shen B 2018 *Phys. Rev. A* **98** 023817
- [55] Gies H, Karbstein F, Kohlfürst C 2018 *Phys. Rev. D* **97** 036022
- [56] Karbstein F, Shaisultanov R 2015 *Phys. Rev. D* **91** 113002
- [57] Huang S, Jin B, Shen B 2019 *Phys. Rev. D* **100** 013004
- [58] Briscese F 2017 *Phys. Rev. A* **96** 053801
- [59] Rätzl D, Wilkens M, Menzel R 2017 *Phys. Rev. A* **95** 012101
- [60] Aboushelbaya R, Glize K, Savin A F, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 113604
- [61] Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 083603
- [62] King B, Di Piazza A, Keitel C H 2010 *Nat. Photonics* **4** 92
- [63] King B, Di Piazza A, Keitel C H 2010 *Phys. Rev. A* **82** 032114
- [64] Tommasini D, Michinel H 2010 *Phys. Rev. A* **82** 011803
- [65] Kryuchkyan G Y, Hatsagortsyan K Z 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 053604
- [66] Fedotov A M, Narozhny N B 2007 *Phys. Lett. A* **362** 1
- [67] Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062109
- [68] Di Piazza A, Hatsagortsyan K Z, Keitel C H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 010403
- [69] Gies H, Karbstein F, Shaisultanov R 2014 *Phys. Rev. D* **90** 033007
- [70] Di Piazza A, Milstein A I, Keitel C H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 032103
- [71] Gies H, Karbstein F, Seegert N 2016 *Phys. Rev. D* **93** 085034
- [72] Mendonca J T, Marklund M, Shukla R K 2006 *Phys. Lett. A* **359** 700
- [73] Brunthaler A, Reid M J, Falcke H, et al. T 2005 *Science* **307** 1440
- [74] Rubin V C, Ford W K, Thonnard N 1980 *Astrophys. J.* **238** 471
- [75] Walsh D, Carswell R F, Weymann R J. 1979 *Nature* **279** 381
- [76] Clowe D, Bradac M, Gonzalez A H, et al. 2006 *Astrophys. J.* **648** L109
- [77] Hinshaw G, Weiland J L, Hill R S, et al. 2009 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **180** 225

- [78] Boguess N W, Mather J C, Weiss R, et al. 1992 *Astrophys. J.* **397** 420
- [79] Adam R, Ade P A R, Aghanim N, et al. 2016 *Astron. Astrophys.* **594**
- [80] Sikivie P 2010 *Int. J. Mod. Phys. A* **25** 554
- [81] Duffy L D, Van Bibber K 2009 *New J. Phys.* **11** 105008
- [82] Abbott L F, Sikivie P A 1983 *Phys. Lett. B* **120** 133
- [83] Covi L, Kim J E, Roszkowski L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4180
- [84] Wilczel F 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 279
- [85] Weinberg S 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 223
- [86] Peccei R D, Quinn H R 1977 *Phys. Rev. Lett.* **38** 1440
- [87] Bardeen W A, Peccei R D, Yanagida T 1987 *Nucl. Phys. B* **279** 401
- [88] Asano Y, Kikutani F, Kurokawa S, et al. 1981 *Phys. Lett. B* **107** 159
- [89] Sikivie P 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1415
- [90] Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I 1980 *Nucl. Phys. B* **166** 493
- [91] Kim J E 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 103
- [92] Arik E, Aune S, Autiero D, et al. 2009 *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **2** 008
- [93] Andriamonje S, Aune S, Autiero D 2007 *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **4** 010
- [94] Anastassopoulos V, Aune S, Barth K, et al. 2017 *Nat. Phys.* **13** 584
- [95] Collaboration C, Zioutas K, Andriamonje S, et al. 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 121301
- [96] Della Valle F, Gastaldi U, Messineo G, et al. 2013 *New J. Phys.* **15** 053026
- [97] Della Valle F, Ejlli A, Gastaldi U, et al. 2016 *Eur. Phys. J. C* **76** 24
- [98] Della Valle F, Milotti E, Ejlli A, et al. 2014 *Phys. Rev. D* **90** 092003
- [99] Ahlers M, Gies H, Jaeckel J, et al. 2007 *Phys. Rev. D* **75** 035011
- [100] Collaboration P, Zavattini E, Zavattini G, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 110406
- [101] Villalba-Chavez S, Podszus T, Mueller C 2017 *Phys. Lett. B* **769** 233
- [102] Villalba-Chavez S, Di Piazza A 2013 *J. High Energy Phys.* **2013** 136
- [103] Villalba-Chavez S 2014 *Nucl. Phys. B* **881** 391
- [104] Tommasini D, Ferrando A, Michinel H, et al. 2009 *J. High Energy Phys.* **11** 043
- [105] Wilczek F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1799
- [106] Sulc M, Pugnât P, Ballou R, et al. 2013 *Nucl. Instrum. Methods A* **718** 530
- [107] Collaboration O, Pugnât P, Duvillaret L, et al. 2008 *Phys. Rev. D* **78** 092003
- [108] Ehret K, Frede M, Ghazaryan S, et al. 2010 *Phys. Lett. B* **689** 149
- [109] Ehret K, Frede M, Ghazaryan S, et al. 2009 *Nucl. Instrum. Methods A* **612** 83
- [110] Huang S, Shen S, Bu Z, et al. 2020 arXiv:2005.02910v2.
- [111] [HTTPS://SHINE.SHANGHAITECH.EDU.CN/MAIN.HTM](https://shine.shanghaitech.edu.cn/main.htm).
- [112] [HTTPS://WWW.XFEL.EU/FACILITY/INSTRUMENTS/HED/INDEX_ENG.HTML](https://www.xfel.eu/facility/instruments/hed/index_eng.html).
- [113] Heeg K P, Wille H C, Schlage K, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 073601
- [114] Toellner T S, Alp E E, Sturhahn W, et al. 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 1993
- [115] Marx B, Ushmann I, Hofer S, et al. 2011 *Opt. Commun.* **284** 915
- [116] Bernhardt H, Marx-Glowna B, Schulze K S, et al. 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 121106
- [117] Schulze K S. 2018 *Appl. Phys. Lett.* **3** 126106
- [118] Bernhardt H, Schmitt A T, Grabiger B, et al. 2020 *Phys. Rev. Research* **2** 023365
- [119] Fruehling U, Wieland M, Gensch M, et al. 2009 *Nat. Photonics* **3** 523
- [120] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, et al. 2001 *Nature* **414** 509
- [121] Drescher M, Hentschel M, Kieberger R, et al. 2001 *Science* **291** 1923

- [122] Grguras I, Maier A R, Behrens C, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 851
- [123] Hartmann N, Helml W, Galler A, et al. 2014 *Nat. Photonics* **8** 706
- [124] Helml W, Maier A R, Schweinberger W, et al. 2014 *Nat. Photonics* **8** 950
- [125] Kazansky A K, Bozhevolnov A V, Sazhina I P, et al. 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013407
- [126] Hartmann N, Hartmann G, Heider R, et al. 2018 *Nat. Photonics* **12** 215
- [127] Duris J, Li S, Driver T, et al. 2020 *Nat. Photonics* **14** 30
- [128] David C, Gorelick S, Rutishauser S, et al. 2011 *Sci. Rep.* **1** 57
- [129] Yumoto H, Mimura H, Koyama T, et al. 2013 *Nat. Photonics* **7** 43
- [130] Mimura H, Yumoto H, Matsuyama S, et al. 2014 *Nat. Commun.* **5** 3539
- [131] Schropp A, Hoppe R, Meier V, et al. 2013 *Sci. Rep.* **3** 1633
- [132] Liu Y, Seaberg M, Zhu D, et al. 2018 *Optica* **5** 967
- [133] Liu Y, Seaberg M, Feng Y, et al. 2020 *J. Synchrotron Radiat.* **27** 254
- [134] Pikuz T, Faenov A, Matsuoka T, et al. 2015 *Sci. Rep.* **5** 17713
- [135] Yabashi M, Hastings J B, Zolotarev M S, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 084802
- [136] Zhu D, Cammarata M, Feldkamp J M, et al. 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 034103
- [137] Karvinen P, Rutishauser S, Mozzanica A, et al. 2012 *Opt. Lett.* **37** 5073
- [138] Makita M, Karvinen P, Zhu D, et al. 2015 *Optica* **2** 912
- [139] Inoue I, Osaka T, Hara T, et al. 2019 *Nat. Photonics* **13** 319
- [140] Matsumura S, Osaka T, Inoue I, et al. 2020 *Opt. Express* **28** 25706
- [141] Rohringer N, Ryan D, London R A, et al. 2012 *Nature* **481** 488
- [142] Young L, Kanter E P, Kraessig B, et al. 2010 *Nature* **466** 56.
- [143] Weninger C, Purvis M, Ryan D, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 233902
- [144] Stöhr J, Scherz A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 107402