

从高次谐波到阿秒脉冲——2023年诺贝尔物理学奖评述*

钟诗阳¹ 滕浩¹ 魏志义^{1,2,3,†}

(1 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家研究中心 北京 100190)

(2 松山湖材料实验室 东莞 523808)

(3 中国科学院大学物理科学学院 北京 100049)

From high-order harmonic generation to attosecond pulses——Review of the Nobel Prize in Physics 2023

ZHONG Shi-Yang¹ TENG Hao¹ WEI Zhi-Yi^{1,2,3,†}

(1 Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(2 Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China)

(3 School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

2023-12-09收到

† email: wzhy@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20231202

摘要 2023年诺贝尔物理学奖授予了皮埃尔·阿戈斯蒂尼、费伦茨·克劳斯和安妮·吕利耶，以表彰他们在产生阿秒光脉冲的实验方法研究中做出的贡献。物质的电子结构决定了其物理性质，自21世纪初随着阿秒光脉冲的出现而正式诞生的阿秒科学，首次为在电子本征的时间尺度内对电子运动的探测及调控提供了可能。文章将主要简述阿秒脉冲产生与测量技术的背景、原理及阿秒脉冲在探测和控制电子动力学过程中的应用。

关键词 高次谐波，阿秒脉冲，诺贝尔物理学奖，阿秒科学

Abstract The Nobel Prize in Physics 2023 was awarded to Pierre Agostini from The Ohio state university, USA, Ferenc Krausz from Max Planck Institute of Quantum Optics and Ludwig Maximilian University of Munich, Germany and Anne L' Huillier from Lund university, Sweden for their contribution in developing the experimental methods that generate attosecond pulses of light. The electronic structure of the material fundamentally determines its physical property. The attosecond science born together with the generation of attosecond light pulses in the dawn of the 21st century enable for the first time the measuring and manipulating the motion of electrons. We will review the background and principle of the generation and characterization of attosecond pulses as well as the application of attosecond pulses in detecting and controlling electron dynamics.

Keywords high-order harmonic, attosecond pulse, Nobel Prize in Physics, attosecond science

* 国家自然科学基金(批准号: 92250303; 12174435; 91850209)资助项目

1 引言

早在19世纪,人们就意识到可以通过相机来记录肉眼难以观察到的高速运动过程。时至今日,在日常生活中不乏通过高速摄影技术带来的丰富的视觉冲击,这种对宏观物体快速变化过程的捕捉技术,在工业、科研、军事、体育等诸多领域都有着广泛的应用。随着人们对微观世界认知的不断深入,捕捉原子、分子乃至电子的运动过程,需要皮秒(ps, 10^{-12} s)、飞秒(fs, 10^{-15} s)甚至阿秒(as, 10^{-18} s)时间尺度的快门对这种超快过程进行“摄像”,才能“看清”这些微观粒子的运动行为。但采用传统的物理技术无法得到如此短时间的快门,随着激光的发明及锁模等技术的发展,人们实现了“超短脉冲”,也被称为“超快激光”。美国科学家艾哈迈德·泽维尔正是因为利用飞秒时间尺度的激光脉冲对化学反应的过渡态进行研究,获得了1999年的诺贝尔化学奖。

20世纪80年代初,人们利用染料激光的对撞锁模技术,首次实现了小于100 fs的激光脉冲,超快激光进入飞秒时代。结合腔外脉冲压缩技术,美国贝尔实验室的科学家实现了6 fs的可见光脉冲输出,一度保持着超短激光脉冲的最短世界纪录。到90年代初,由于克尔透镜锁模等技术的出现和发展,人们利用全固态结构的掺钛蓝宝石在近红外波段获取小于5 fs的脉冲,创造了超短激光脉冲的新记录。但进一步将脉冲宽度推进到阿秒尺度,则面临着两个难以逾越的瓶颈问题:一是在光学波段,产生阿秒光脉冲需要更宽带的光谱支撑,如果采用主流的飞秒钛宝石激光器及光谱展宽技术,通常情况下所能展宽的光谱范围也只覆盖可见光至近红外范围,其支持的最短的脉冲宽度也仅在3 fs范围,并且意味着不到一个周期的光场振荡;二是缺乏支持如此宽带的光学反射元件及色散补偿元件。为此,根据时间与带宽的测不准关系,获取更短脉冲最直接的手段就是将激光波长向紫外扩展,以期获得足以支撑阿秒脉冲的带宽。

2 高次谐波的研究发展

产生更短波段激光最直接的技术,就是基于非线性频率变换的二次及三次谐波技术。随着激光强度的不断提高,人们获得更高阶的非线性效应也成为可能。早在1979年,当时还在法国原子和表面物理研究所工作的皮埃尔·阿戈斯蒂尼首次发现了阈上电离现象^[1],同一单位的安妮·吕利耶也开展了多光子电离的研究(图1)^[2]。1981年,美国科学家布洛姆伯根(N. Bloembergen)和肖洛(A. L. Schawlow)因在激光非线性光谱学方面的贡献获得诺贝尔物理学奖。大约6年后,美国伊利诺伊大学芝加哥分校的McPherson等人及法国安妮·吕利耶的团队分别采用皮秒的KrF准分子激光及Nd:YAG激光与惰性气体相互作用,先后观察到更高级次的谐波。特别是后者,由于具有更长的1064 nm波长,产生了高至33阶的奇次谐波辐射,对应32.2 nm的波长已达到极紫外波段。吕利耶团队的实验结果与低阶非线性频率变换不同,当谐波减小到一定强度后,表现出很宽的平台区结构^[3],之后再进一步衰减到截止区,如图2所示,并首次将该现象命名为高次谐波产生(high-order harmonic generation, HHG)。

随着高次谐波的出现,科学家敏锐地注意到其作为桌面光源产生极紫外波段辐射的潜在前景,并随即展开了对高次谐波机理及其应用的研究。



图1 2023年诺贝尔物理学奖得主,从左至右:费伦茨·克劳斯(Ferenc Krausz),安妮·吕利耶(Anne L'Huillier),皮埃尔·阿戈斯蒂尼(Pierre Agostini)^[2]

实际上, 高次谐波是伴随强场电离而产生的, 对高次谐波的研究是强场物理的延伸, 其机理也与强场电离密不可分。1993年, 美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室(LLNL)的K. C. Kulander和加拿大国家研究理事会(NRC)的P. Corkum相继独立地提出了高次谐波产生的准经典模型^[4, 5], 其中后者的三步再碰撞模型较前者的再散射模型更广为人知。在三步模型中, 原子中的电子在强激光场中发生隧穿电离, 随即在激光场的作用下加速, 有一部分电子有可能被反向的激光场拉回母核, 并与离子发生复合, 电子在激光场中获得的能量以光子的形式辐射出去, 形成了高次谐波, 如图3所示^[6]。这一准经典模型的成功之处在于, 它同时可以解释强场电离中发生的高阶阈上电离、非序列双电离、高次谐波等不同的现象。到了1994年, M. Lewenstein, L' Huillier和Corkum等人提出了全量子的理论模型, 验证了上述准经典理论的正确性^[7]。虽然在1991年, L' Huillier, K. J. Schafer, Kulander就通过求解含时薛定谔方程获得了与实验符合得很好的计算结果^[8], 但在Lew-

enstein的工作中基于强场近似给出了描述高次谐波单原子过程的简洁的解析解, 一方面可以完美地再现准经典模型给出的物理诠释, 同时也可以处理准经典模型难以实现的定量求解。

1990年, 德国马普量子光学所的T. W. Hänsch提出了通过合成多个锁模激光频率获取亚飞秒激光脉冲的方案, 这也是后来利用多路相干合成方式获取阿秒脉冲方案的雏形^[9], Hänsch后来也因为光学频率梳技术获得2005年诺贝尔物理学奖。紧接相干合成的思想, 匈牙利的Gy. Farkas和Cs. Tóth与Hänsch在1992年与1993年分别指出高次谐波的梳齿状频率在时间上对应为阿秒脉冲序列^[10, 11]。1994年, Corkum等进一步提出了利用偏振控制从阿秒脉冲序列中提取出孤立阿秒脉冲的方案^[12], M. M. Murnane和H. C. Kapteyn等则在1997年提出了另一种利用短脉冲驱动激光在高次谐波截止区附近提取孤立阿秒脉冲的方案^[13], 后来发展为振幅选通(amplitude gating)。这些方案的实施都以亚10 fs脉宽的强激光作为基础, 对于这种少周期的激光脉冲与介质的相互作用, 其载波—包络相位的稳定也是一个重要的因素。在这个意义上, 超快光学领域的几项获诺贝尔奖工作(2005年、2018年和2023年诺贝尔物理学奖)彼此是紧密相关的。

3 阿秒脉冲的产生与测量技术

到20世纪90年代, 虽然人们在理论上已经普遍肯定高次谐波在时间上对应于阿秒脉冲序列, 但一直没有令人信服的测量方法与结果。直到2001年终于首次观测到阿秒脉冲, 标志着人类在时间分辨能力方面步入了一个崭新的时代。

最先取得突破的是法国原子能和可替代能源委员会的阿戈斯蒂尼等人, 他们使用40 fs、800 nm、3 mJ的激光与氙气相互作用产生高次谐波, 在测量中使用了他们发展的基于极紫外+红外双色场的双光子电离测量技术^[14]。这种技术的雏形可以追溯到1994年, 到2002年正式被命名为RABBITT技术(双光子干涉的阿秒拍频重构, reconstruction of attosecond beating by interference

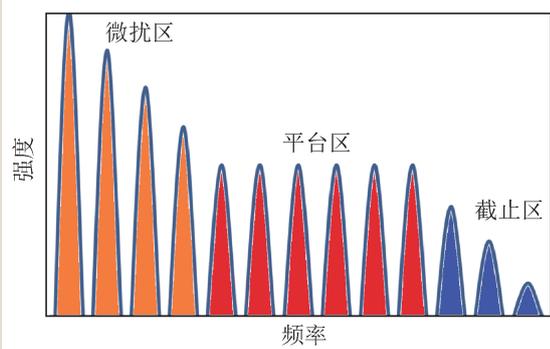


图2 高次谐波的频率结构, 分为微扰区、平台区与截止区

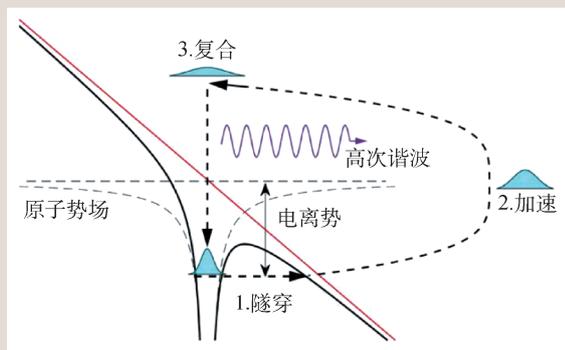


图3 高次谐波的准经典三步模型^[6]

of two-photon transition)^[15], 这一方法通过不同跃迁通道的干涉提取高次谐波的相位信息, 进而重建其时间结构, 确认在实验上得到了脉冲宽度为250 as的脉冲序列。

紧随阿戈斯蒂尼等人的工作, 当时在维也纳技术大学的费伦茨·克劳斯(图1左)与加拿大国家研究理事会的Corkum等使用脉冲宽度7 fs的少周期驱动激光产生高次谐波, 并结合金属膜与多层膜反射镜进行滤波, 在90 eV光子能量附近成功提取到孤立阿秒脉冲。他们测量了阿秒脉冲电离的光电子谱在不同延时下的飞秒激光场中的振荡信号, 并根据理论计算进行拟合, 证实得到了 650 ± 150 as的孤立脉冲, 如图4所示^[16, 17]。这种测量方法在2002年进一步发展为后来被广泛使用的阿秒条纹相机技术^[18], 其理论反演算法直到现在仍在不断完善以提升适用范围和计算效率。在接下来的几年里, 克劳斯及团队被引进到德国马克斯·普朗克量子光学研究所工作, 继续致力于阿秒光脉冲的研究, 如2004年, R. Kienberger等使用载波包络相位稳定的5 fs驱动激光建立起了完善的阿秒条纹相机技术, 测量得到250 as的孤立脉冲^[19]。2008年, E. Goulielmakis等进一步将驱动激光脉冲宽度压缩至3.3 fs, 从而产生了带宽达到28 eV的高次谐波连续谱, 首次将阿秒脉冲宽度推进到百阿秒以内(理论最短支持75 as, 实验测量结果为80 as)^[20]。

随着阿秒脉冲的成功测量, 国际上很多研究机构也迅速投入阿秒脉冲产生的研究之中。2005年, 吕利耶等人将金属膜补偿色散和空间滤波筛选量子轨道的方法相结合, 产生了近傅里叶变换极限的170 as的脉冲序列^[21]。2006年, 意大利米兰理工大学的G. Sansone和M. Nisoli等人将两

个圆偏光的电场叠加, 形成一个仅保持半个周期的线偏光场的偏振选通门(polarization gating), 得到了130 as的孤立脉冲^[22]。2012年, 美国中佛罗里达大学常增虎团队的赵昆等人进一步采用将偏振选通与双色驱动光场相结合的双光选通(double optical gating)方法, 获得了67 as的孤立脉冲^[23]。2017年, 该团队李捷等使用中心波长1.8 μm 的中红外驱动激光将阿秒脉冲的光子能量推至水窗波段(284—530 eV), 脉冲宽度仅为53 as^[24]。这一波段处于碳元素K吸收边(284 eV)和氧元素K吸收边(530 eV)之间, 因其对水透明而对组成生命的重要元素碳、氮等具有较强吸收, 因而在有机分子、生物样本等物质中有重要的应用价值。同年, 瑞士苏黎世联邦理工学院T. Gaumnitz等人同样采用中心波长1.8 μm 的中红外驱动激光与振

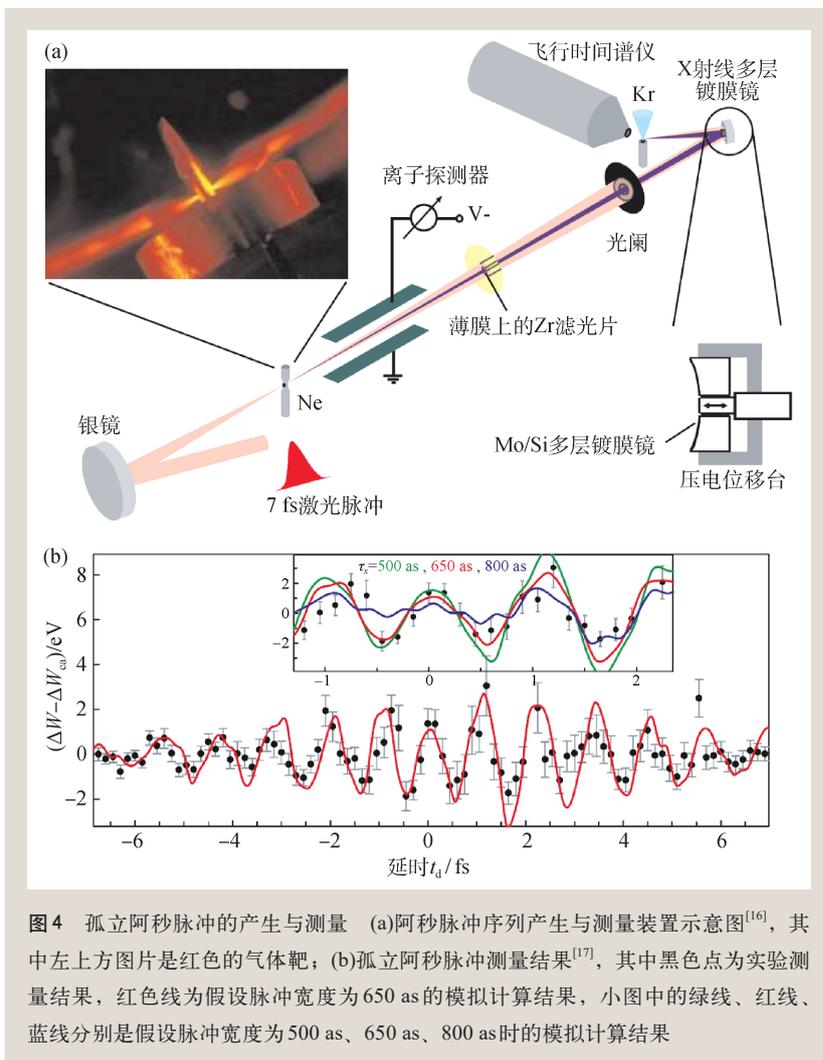


图4 孤立阿秒脉冲的产生与测量 (a)阿秒脉冲序列产生与测量装置示意图^[16], 其中左上方图片是红色的气体靶; (b)孤立阿秒脉冲测量结果^[17], 其中黑色点为实验测量结果, 红色线为假设脉冲宽度为650 as的模拟计算结果, 小图中的绿线、红线、蓝线分别是假设脉冲宽度为500 as、650 as、800 as时的模拟计算结果

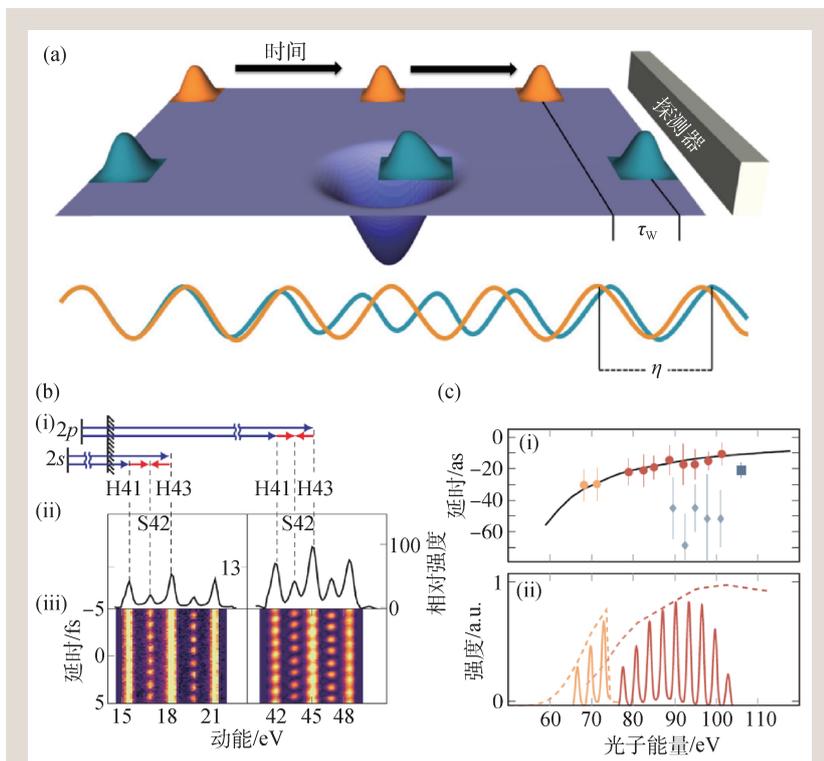


图5 (a)电离延时的原理图。经过势场散射电子波包(蓝色)相比于参考自由电子波包(橙色)累积的相位差为 η ，这个相位差与两个电子波包的延时 τ_w 相关^[35]；(b)利用RABBITT技术测量Ne原子 $2p$ 、 $2s$ 壳层原子的光电子能谱。(i)利用41阶、43阶高次谐波(H41、H43)和红外激光电离 $2p$ 、 $2s$ 壳层的跃迁路径图，吸收41阶高次谐波和吸收红外光子以及吸收43阶高次谐波并释放红外光子两条双光子跃迁路径形成42阶带边(S42)，(ii)为(i)中的跃迁路径对应的光电子总强度，(iii)为(i)中跃迁路径对应的光电子强度随高次谐波与红外激光相对延时的变化^[36]；(c) Ne原子 $2s$ 、 $2p$ 壳层原子电离延时差测量结果。(i) $2s$ 、 $2p$ 壳层原子电离延时差，分别为铝+铪金属膜滤波(黄色)，两片铪金属膜滤波(红色)，作为对比^[32]的测量结果(蓝色)， $2p$ 直接电离与振激(shake-up)电离的延时差(灰色)，(ii)为(i)中的电离延时测量中使用的高次谐波光谱，分别为铝+铪金属膜滤波(黄色)，两片铪金属膜滤波(红色)

幅选通技术结合，得到了脉冲宽度43 as的孤立脉冲，创造了目前为止公开报道的阿秒脉冲世界纪录^[25]。2013年，中国科学院物理研究所结合钛宝石驱动激光与振幅选通技术实现了160 as孤立阿秒脉冲的测量结果，填补了当时我国阿秒脉冲的空白^[26]。2020年以来，中国科学院西安光学精密机械研究所、华中科技大学、国防科技大学等单位也实现了阿秒脉冲的产生与测量^[27-29]。

产生孤立阿秒脉冲的另一种思路是利用多路少周期的超短脉冲合成亚周期量级的瞬态光，这种光本身具有近单个光周期的持续时间，带宽可以支撑产生宽度在阿秒量级的光学振荡。2016

年，克劳斯和E. Goulielmakis等人将波长分别在红外、可见光、紫外、深紫外波段的四路飞秒激光脉冲进行合成，得到了包络宽度975 as，单个光学振荡宽度为380 as的脉冲^[30]。与转换效率较低的高次谐波方法相比，这种方法合成的阿秒脉冲具有较强的能量，可以激发Kr中的非线性极化反应，因而具有独立于高次谐波阿秒方案的应用前景。

4 阿秒脉冲的应用

随着各种阿秒激光光源在全世界范围内的普及，阿秒科学已经逐渐从原子物理中的一个小分支成长为横跨物理、化学、生物等学科的超快科学研究，成为最前沿的研究热点之一。阿秒超快动力学领域目前比较系统性开展的应用工作之一是对电离延时的测量。自1905年爱因斯坦给出光电效应解释以来，有关光电效应一个最基本的问题就是：光电效应究竟发生在怎样的时间尺度内？长久以来，由于缺少符合电子

运动本征时间尺度的研究方法，这个过程只能粗略地被认为是瞬时的，直到阿秒光源及其测量技术的发展，才使测量光电离延时成为可能。2007年，克劳斯团队展示了阿秒脉冲在凝聚态物质中的应用。利用阿秒条纹相机技术，他们测量了金属钨的导带电子和 $4f$ 能级的内层电子之间的电离延时差， $4f$ 电子较导带电子要晚约90 as，这一时间差被归因于 $4f$ 能级电子相较导带电子有距金属表面更深的平均电离位置以及较小的群速度^[31]。2010年，克劳斯团队M. Schultze等人同样利用阿秒条纹相机测量了Ne的 $2s$ 、 $2p$ 两个壳层的电离，时间差为21 as^[32]，这项工作推动了阐释

电离延时测量的规范化理论发展^[33]。描述电离延时的理论框架是1955年前后由E. Wigner等人在散射理论中提出的^[34]，当一个电子波包在一个势场中发生散射时，相比于自由电子会积累一个群延时，这一延时由 $\tau_w = d\eta/dE$ 所定义，即散射相位 η 对能量 E 的偏导数，如图5(a)所示^[35]。由于光电离可以被视为一个“半散射”过程，因此它引起的延时也可以用上述Wigner延时理论(也称EWS理论)所描述，但Schultze的测量结果却无法与理论计算相吻合。直到2017年，吕利耶团队重新测量Schultze等人的实验，得益于采用RABBITT技术与高分辨飞行时间谱仪提供的光谱分辨能力，他们获得了与理论符合非常好的结果，并且解释了Schultze等人误差的来源，

如图5(b), (c)所示，这奠定了将阿秒科学从原子推向更复杂的物质体系的坚实基础^[36]。这方面的一个例子是瑞士苏黎世联邦理工学院的H. J. Wörner团队，他们在液体、团簇等物质中开展的阿秒时间分辨测量，很好地展示了阿秒科学向化学、生物领域延伸的重大潜力^[37, 38]。

物质的基本物理性质由电子的能带结构决定，因此探测能带结构成为凝聚态物理研究中的一个基本手段。结合阿秒泵浦探测技术与角分辨光电子能谱(ARPES)，美国科罗拉多大学的H. C. Kapteyn, M. M. Murnane团队对Ni(111)和Cu(111)晶体的电子共振弛豫时间进行了测量^[39, 40]。这一时间是电子从材料中的布洛赫波向自由电子转换的时间，与原子体系中的形状共振原理类似，由ARPES提供的角度分辨能力使测量能带中电子相互作用对电离时间的重要影响成为可能，因为材料的能带结构信息会体现在产生的高次谐

波光谱中，所以固体材料中的高次谐波产生反过来也成为ARPES之外研究能带结构的另一种有力的工具。2011年，美国SLAC国家加速器实验室的S. Ghimire与P. Agostini等人首次观测到固体材料中的非微扰区高次谐波信号^[41]，如图6(a)所示。固体材料中高次谐波的产生原理可以用类似气体介质的三步重碰撞模型来描述，如图6(b)所示^[42]。第一步为从价带到导带的激发，创造出电子—空穴对；第二步为电子—空穴对在能带中传播，对应实空间中二者的远离，引发带内发射；第三步为重碰撞，电子—空穴对的复合引发了带间发射。因为固体高次谐波对介质的能带结构非常敏感，所以可以反过来用于对介质电子特性的探测。

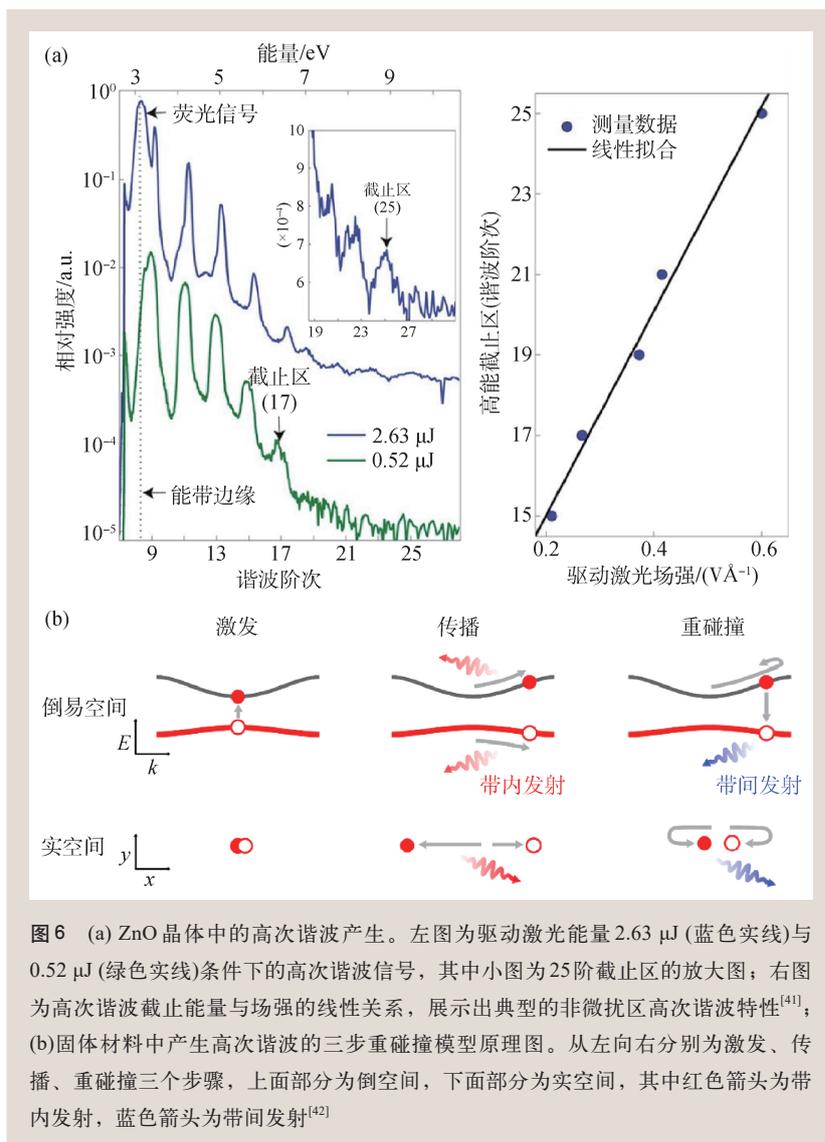


图6 (a) ZnO 晶体中的高次谐波产生。左图为驱动激光能量 2.63 μJ (蓝色实线)与 0.52 μJ (绿色实线)条件下的高次谐波信号，其中小图为 25 阶截止区的放大图；右图为高次谐波截止能量与场强的线性关系，展示出典型的非微扰区高次谐波特性^[41]；(b) 固体材料中产生高次谐波三步重碰撞模型原理图。从左向右分别为激发、传播、重碰撞三个步骤，上面部分为倒空间，下面部分为实空间，其中红色箭头为带内发射，蓝色箭头为带间发射^[42]

2015年, Corkum团队的G. Vampa等人利用高次谐波光谱提取了ZnO的能带结构, 分辨率达到200 meV, 从而证明高次谐波光谱可以作为时间分辨ARPES在能带结构研究中的一个全光学的替代方案^[43]。2020年, E. Goulielmakis团队与中国科学院物理研究所的孟胜团队合作, 展示了利用高次谐波对固体中的价电子实现皮米量级空间分辨率成像的能力^[44]。

在固体材料中对电子进行阿秒尺度的调控与探测在光电子学的发展中也有着重要的应用, 近20年来计算机处理器的时钟频率只能达到GHz的量级, 主要由在芯片中的晶体管之间互联线路的百皮秒量级的充电时间所限制。随着少周期量级激光的波形控制技术以及阿秒时间分辨的测量技术的发展, 目前已经实现利用少周期飞秒激光发电介质、半导体中载流子的运动, 并通过控制波形进行在单个光学周期内的亚飞秒级的精密调

控。例如M. Schultze等人使用宽度4 fs的超短脉冲激发二氧化硅样品, 通过阿秒瞬态吸收光谱观测到了激光对样品的透射率在阿秒时间尺度上进行的实时调制过程^[45], 如图7所示。在瞬态吸收光谱之外, 也可以采用固体高次谐波的形式进行探测^[46]。这些研究将有望推动新一代的基于光波的PHz (1 PHz=10¹⁵ Hz)电子学器件的发展。

5 展望

尽管阿秒科学方兴未艾, 但基于高次谐波的阿秒脉冲的产生机制决定了其转换效率较低, 多数实验室产生的阿秒激光脉冲能量(平均功率)基本处于nJ(μW)这个量级, 在多数泵浦探测实验中, 阿秒激光作为探测光的同时仍需搭配飞秒激光作为泵浦, 严重限制了阿秒脉冲的应用范围。提升阿秒脉冲强度的一个方向是提升其单脉冲能

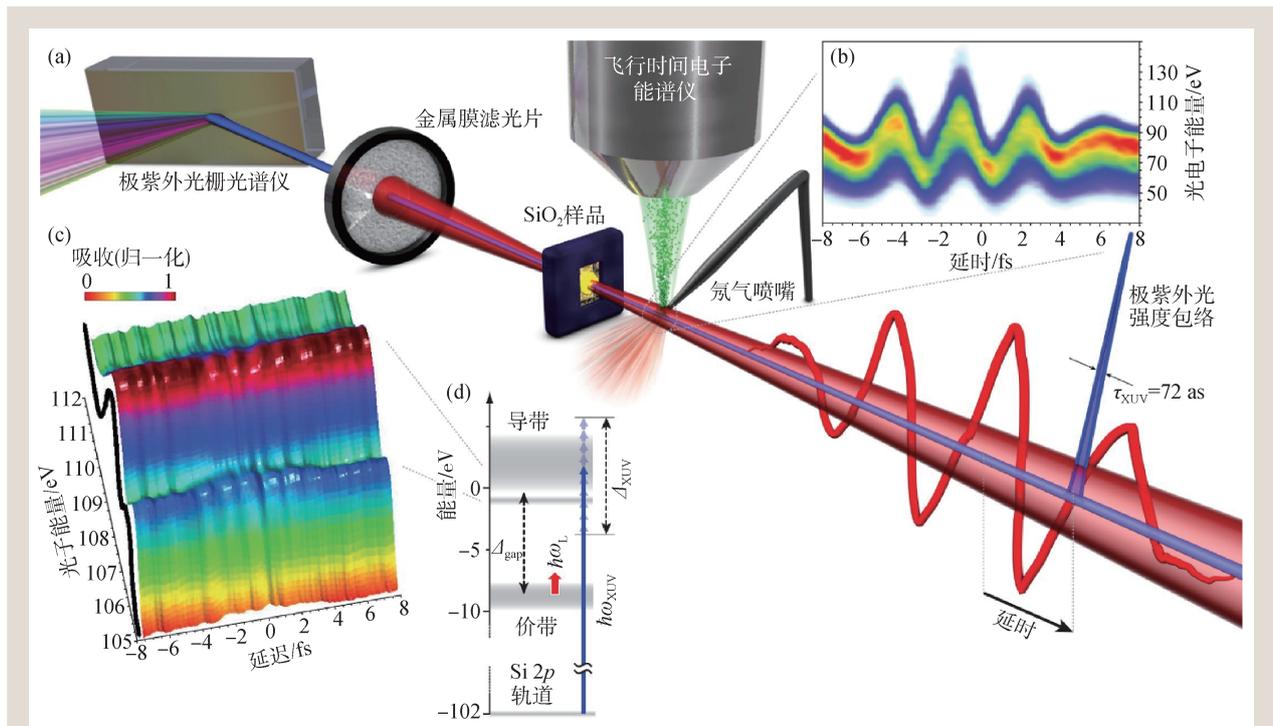


图7 (a)强场内SiO₂中电流的亚飞秒级调控及其测量装置。阿秒脉冲与飞秒脉冲首先在阿秒条纹相机处测量脉冲宽度, 进而与SiO₂样品作用, 之后阿秒脉冲经过金属膜滤光后进入极紫外(XUV)光栅光谱仪测量其光谱; (b)阿秒条纹相机测量阿秒及飞秒激光脉宽。阿秒脉冲电离的光电子在飞秒脉冲光场中进行调制, 并在不同的阿秒—飞秒脉冲延时下记录其光电子能谱; (c) SiO₂材料的阿秒瞬态吸收光谱, 材料吸收率随阿秒—飞秒脉冲延时及光子能量的变化, 体现出飞秒激光对场致电流的实时调控; (d) SiO₂的能级图。其中蓝色箭头表示Si L态到SiO₂导带的极紫外光子吸收, 黑色箭头为SiO₂价带和导带的带隙(9 eV), 红色箭头为飞秒脉冲的光子能量, 表明SiO₂带隙远大于激发光的光子能量^[45]

量,近年日本理化学研究所的K. Midorikawa团队通过多路相干合成的驱动光已在极紫外波段产生了1 GW (0.24 $\mu\text{J}/226\text{ as}$)的峰值功率^[47],在水窗波段脉冲能量达3.5 nJ^[48]。而另一个方向就是提升阿秒脉冲的平均功率,2022年德国的R. Klas等人利用高重复频率的光纤激光器作为驱动光,产生了平均功率达到13 mW的紧凑极紫外高次谐波光源,2023年这一成果已应用于极紫外光源的显微成像中^[49, 50]。这些进步将极大地推动阿秒脉冲应用于非线性光学、阿秒泵浦—阿秒探测、极紫外到X射线波段的相干成像等研究领域。

在桌面级的高次谐波之外,自由电子激光近年来也在向阿秒时间尺度发起挑战。通常来说,自由电子激光在飞秒量级的时间抖动非常不利于阿秒泵浦探测实验的开展,但近年来意大利FERMI自由电子激光的G. Sansone等人引入多光

子跃迁干涉(即RABBITT核心思想)的原理,将单发测量结果进行相关分析的方法来克服每发脉冲之间的时间抖动影响,完成阿秒脉冲序列的测量^[51]。该测量适合于采用高增益高次谐波(HGHG)机理的FERMI自由电子激光。以自由电子激光作为光源的阿秒科学未来也有着巨大的发展前景。

虽然阿秒激光脉冲可以在电子本征的时间尺度上研究其动力学过程,但从空间角度看,它无法同时实现在原子本征的皮米空间尺度的分辨能力。要实现皮米—阿秒的双重极端尺度,就需要比光子波长更短的电子。2023年,德国的E. Goulielmakis等人利用亚周期量级的瞬态光振荡与钨纳米针尖相互作用,产生并测量了仅为53 as的孤立电子脉冲^[52],而P. Baum等人则展示了阿秒电子脉冲序列在电子显微镜中的应用^[53]。这些都是未来阿秒科学可能出现重大突破的领域。

参考文献

- [1] Agostini P, Fabre F, Mainfray G *et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, 42: 1127
- [2] <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/lhuillier/photo-gallery>
- [3] Ferray M, L'Huillier A, Li X F *et al.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 1988, 21:L31
- [4] Schafer K J, Yang B, DiMauro L F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 70:1599
- [5] Corkum P B. Phys. Rev. Lett., 1993, 71:1994
- [6] Arnold C L, Isinger M, Busto D *et al.* Photoniques, 2018, S3:28
- [7] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y *et al.* Phys. Rev. A, 1994, 49:2117
- [8] L' Huillier A, Schafer K J, Kulander K C. Phys. Rev. Lett., 1991, 66:2200
- [9] Hänsch T W. Opt. Commun., 1990, 80:71
- [10] Farkas G, Tóth C. Phys. Lett. A, 1992, 168:447
- [11] Harris S E, Macklin J J, Hänsch T W. Opt. Commun., 1993, 100: 487
- [12] Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y. Opt. Lett., 1994, 19: 1870
- [13] Christov I P, Murnane M M, Kapteyn H C. Phys. Rev. Lett., 1997, 78:1251
- [14] Paul P M, Toma E S, Breger P *et al.* Science, 2001, 292:1689
- [15] Muller H G. Appl. Phys. B, 2002, 74:s17
- [16] Drescher M, Hentschel M, Kienberger R *et al.* Science, 2001, 291:1923
- [17] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C *et al.* Nature, 2001, 414:509
- [18] Itatani J, Quéré F, Yudin G L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 88: 173903
- [19] Kienberger R, Goulielmakis E, Uiberacker M *et al.* Nature, 2004, 427:817
- [20] Goulielmakis E, Schultze M, Hofstetter M *et al.* Science, 2008, 320:1614
- [21] López-Martens R, Varjú K, Johnsson P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94:033001
- [22] Sansone G, Benedetti E, Calegari F *et al.* Science, 2006, 314: 443
- [23] Zhao K, Zhang Q, Chini M *et al.* Opt. Lett., 2012, 37:3891
- [24] Li J, Ren X, Yin Y *et al.* Nat. Commun., 2017, 8:186
- [25] Gaumnitz T, Jain A, Pertot Y *et al.* Opt. Express, 2017, 25: 27506
- [26] Zhan M J, Ye P, Teng H *et al.* Chin. Phys. Lett., 2013, 30: 093201
- [27] 王向林, 徐鹏, 李捷 等. 中国激光, 2020, 47:415002
- [28] Wang X, Wang L, Xiao F *et al.* Chin. Phys. Lett., 2020, 37: 023201
- [29] Yang Z, Cao W, Chen X *et al.* Opt. Lett., 2020, 45:567
- [30] Hassan M T, Luu T T, Moulet A *et al.* Nature, 2016, 530:66
- [31] Cavalieri A L, Müller N, Uphues T *et al.* Nature, 2007, 449:1029
- [32] Schultze M, Fieß M, Karpowicz N *et al.* Science, 2010, 328: 1658
- [33] Dahlström J M, Guénot D, Klünder K *et al.* Chem. Phys., 2013, 414:53

- [34] Wigner E P. *Phys. Rev.*, 1955, 98: 145
- [35] Isinger M, Squibb R J, Busto D *et al.* *Science*, 2017, 358: 893
- [36] Gong X, Heck S, Jelovina D *et al.* *Nature*, 2022, 609: 507
- [37] Jordan I, Huppert M, Rattenbacher D *et al.* *Science*, 2020, 369: 974
- [38] Argenti L, Jiménez-Galán Á, Caillat J *et al.* *Phys. Rev. A*, 2017, 95: 043426
- [39] Chen C, Tao Z, Carr A *et al.* *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2017, 114: E5300
- [40] Tao Z, Chen C, Szilvási T *et al.* *Science*, 2016, 353: 62
- [41] Ghimire S, DiChiara A D, Sistrunk E *et al.* *Nat. Phys.*, 2011, 7: 138
- [42] Yue L, Gaarde M B. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2022, 39: 539
- [43] Vampa G, Hammond T J, Thiré N *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115: 193603
- [44] Lakhotia H, Kim H Y, Zhan M *et al.* *Nature*, 2020, 583: 55
- [45] Schultze M, Bothschafter E M, Sommer A *et al.* *Nature*, 2013, 493: 75
- [46] Luu T T, Garg M, Kruchinin S Y *et al.* *Nature*, 2015, 521: 498
- [47] Xue B, Midorikawa K, Takahashi E J. *Optica*, 2022, 9: 360
- [48] Fu Y, Nishimura K, Shao R *et al.* *Commun. Phys.*, 2020, 3: 92
- [49] Liu C, Eschen W, Loetgering L *et al.* *Photonix*, 2023, 4: 6
- [50] Klas R, Kirsche A, Gebhardt M *et al.* *Photonix*, 2021, 2: 4
- [51] Maroju P K, Grazioli C, Di Fraia M *et al.* *Nature*, 2020, 578: 386
- [52] Kim H Y, Garg M, Mandal S *et al.* *Nature*, 2023, 613: 662
- [53] Nabben D, Kuttruff J, Stolz L *et al.* *Nature*, 2023, 619: 63

悟理小言

焦头烂额的科学家

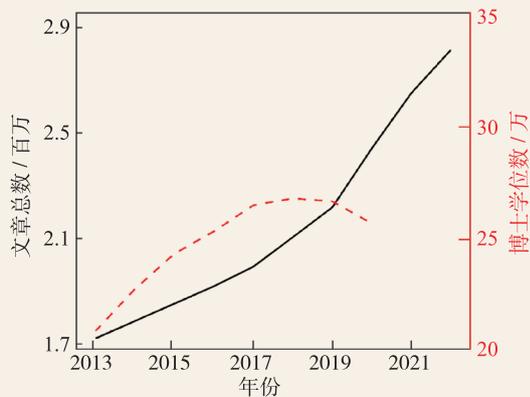
下方图片取自2023年9月27日在线发表的arXiv预印本文章，题目为《科学发表的压力》(The strain on scientific publishing)，作者是M. A. Hanson等4人，分别来自英国、法国和西班牙。作者收集、统计和分析了当前主流科学期刊出版社的庞大数据，发现自2013年至2022年10年期间，全球发表的论文总数从每年170余万篇，增加到了280余万篇。但是，在同一时期内，从经济合作与发展组织(Organization for Economic Co-operation and Development, OECD)国家获得博士学位的人数，并未增加。而且，在文

中还特地指出，这一段期间内，全球在职研究人员的总人数也同样没有增加。

这项令人寝食难安的数据显示，平均而言，全球在职研究人员都更加疲于奔命，需逐年发表(并费时无偿审查)更多论文，以便争取研究经费和获得职位保障，及进一步申请各式奖项与名位肯定。

“出版爆炸”是研究者、(商业)出版社和科研基金资助方/校方/学术奖励方等三方面共同造成的恶性循环，其中研究者及大学教师显然最为弱势，容易陷入身不由己或矫枉过正的窘境。不禁想起一句话：“曲突徙薪无恩泽，焦头烂额为上客。”处于当前的高教环境，有丰富产能的研究者固然不难安身，但未曾大量发表论文的科学家，如何证明自己深刻研究成果的长远价值？

又，随着全球科研论文数量的膨胀，刻意收录热门课题之期刊的影响因子(impact factor)也一再水涨船高，不断排挤专业学会期刊的排序(及作者获得升迁和奖励的机会)，这是另一个严峻问题，可能造成高教务虚以及科学研究和科学社群日渐丧失社会公信力。



2013—2022年间发表的科学论文总数与OECD国家每年获得博士学位的人数

(台湾阳明交通大学 林志忠 供稿)