超纯金刚石晶体中的高效三次谐波产生

AIZITIAILI ABULIKEMU[⊥] **和 MUNEAKI HASE***

应用物理系，筑波大学，日本筑波市天王台*1-1-1*，邮编*305-8573* **mhase@bk.tsukuba.ac.jp*

摘要：我们报告了从超纯电子级（EG）金刚石晶体中直接产生高效且波长可调的三次谐波产生（THG）。在 1280 nm的超快红外激发下，在 427 nm 的三次谐波产生波长处获得了相当高的光转换效率 ~ 0.7%，且三次谐波产生信号可在420 至 730 nm的超宽带范围内调谐。我们认为，三次谐波产生效率源于 EG金刚石中的最小吸收损耗和相位匹配条件。EG金刚石晶体中增强的三次谐波产生为建立高效的基于金刚石的频率转换器、量子传感和量子通信平台提供了新范式。

关键词：金刚石、三次谐波产生、飞秒激光器

1. 引言

在可见光谱范围内产生高效且波长可调谐的超短相干光源，对于研究超快过程，包括分子的时间分辨光解离动力学，具有极大兴趣[1]。几种成熟的频率转换机制可以实现可见光辐射，例如光学参量放大（OPA）[2], 和频产生、二次谐波产生（SHG）[3,4], 以及三次谐波产生（THG）[5,6], 等。其中，三次谐波产生是一种非线性光学（NLO）现象，可以将三个低能量（长波长）光子以频率 ω 转化为一个高能量（短波长）光子，其频率为原始光子频率 $\omega_{THG} = 3\omega$ [图1(a)]。近年来，三次谐波产生凭借其独特的光学性质以及在非线性扫描激光显微术[7], 紫外-可见光谱学[8],和电信[9]中的广泛应用而受到广泛关注。

另一方面，如图 1(b) 所示，金刚石晶体由单一元素碳构成，每个金刚石晶体中的碳原子都通过牢固的共价键与另外四个碳原子相连：这种刚性结构使金刚石成为材料中最坚硬的物质。此外，近年来金刚石晶体备受关注，并凭借其较大的带隙能量（~5.5 eV）[10], 以及广泛的潜在应用，成为一种备受瞩目的光学材料。这些应用包括金刚石基激光器 [11–13], 太赫兹区域的频率转换器 [14], 面向量子光子网络和量子通信的光子器件技术 [15],量子传感 [16], 以及单光子源 [17]。

过去数十年来，人们投入了大量精力研究金刚石晶体的磁性 [18,19], , 但对金刚石晶体非线性光学性质的研究甚少，且与三次谐波产生相关的实验报告仅涉及纳米晶金刚石 [20,21]。最近，我们研究了引入氮空位（NV）的金刚石晶体中的光磁效应，以探究由氮空位中心自旋系综诱发的逆科顿-穆顿效应（ICME）的超快动力学，并发现通过考察螺旋度依赖性，可以区分包括 ICME 在内的各种非线性光学效应的偏振依赖性 [22]。此外，我们与同事使用超短脉冲激光探究了含氮空位色心的金刚石晶体中的光学克尔效应 [23]。Kozak 等人在自支撑纳米晶金刚石薄膜中观察到了二次谐波产生和三次谐波产生 [20,21]。然而，由于原子缺陷以及表面处不完善的相位匹配条件，所获得的光学

转换效率仅为 $\eta = 5.6 \times 10^{-8}$，如此微弱的三次谐波信号阻碍了金刚石晶体的实际应用。因此，金刚石晶体中增强的三次谐波产生为光科学提供了新颖的“技巧”，拓展了金刚石光学与光子学的功能和应用。

一般而言，谐波产生的关键条件是非线性极化率和相位匹配。当满足 $n_\omega = n_{3\omega}$ 的相位匹配条件时，三次谐波产生强度达到最大，其中 n_ω 和 $n_{3\omega}$ 分别为基频波长和三次谐波产生波长对应的折射率 [24,25]。在非线性光学中，三次谐波产生的三阶非线性极化（$\boldsymbol{P}$）可用以下公式表示 [25]:

$$\boldsymbol{P}_{THG}(3\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \boldsymbol{E}(\omega)\boldsymbol{E}(\omega)\boldsymbol{E}(\omega) \qquad (1)$$

在此表达式中，ε_0 是真空介电常数，$\chi^{(3)}$ 和 $\boldsymbol{E}(\omega)$ 分别为三阶非线性极化率和频率为 ω 的入射电场。TH 信号强度 $I(3\omega)$ 可表示为 [21,25]:

$$I(3\omega) = \frac{9\pi^2 L^2}{4\varepsilon_0^2 c^2 n_\omega^3 n_{3\omega} \lambda_\omega^2} |\chi^{(3)}(3\omega = \omega + \omega + \omega)|^2 \left|\frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2}\right|^2 I(\omega)^3 \qquad (2)$$

其中，L 为样品厚度，c 为光速，λ_ω 为泵浦光束的波长，$\Delta k = k_{3\omega} - k_\omega$ 为相位失配，$I(\omega)$为泵浦强度。TH信号强度可能会在阈值泵浦强度[6, 24]处达到饱和。

在我们最近的研究中，我们利用NV色心打破反演对称性，实现了块体金刚石晶体中的二次谐波产生（SHG）和级联三次谐波产生（cTHG）。其中，三次谐波产生包含两个步骤：首先，通过 $\omega + \omega = \omega_{SHG}$产生二次谐波：2ω ，然后将其与基频光重新合并，以产生三次谐波信号（$\omega_{SHG} + \omega = \omega_{THG}$：3ω）；在这一非线性过程中，我们认为二次谐波产生和级联三次谐波产生都必须满足相位匹配条件 [26,27]。我们还研究了中心对称IIa型纯块体金刚石晶体中的三次谐波信号，发现三次谐波产生的光转换效率达到了 $\eta = 6.5 \pm 0.9 \times 10^{-4}$ [26,27]。因此，从金刚石晶体中产生增强的谐波信号是一项重要任务。此外，电子级（EG）单晶金刚石将成为具有高三阶非线性的非线性材料：由于其超纯晶体特性，在非线性光学响应中可以预期三次谐波产生得到显著增强，其杂质（氮：[N] 和硼：[B]）含量分别为[N] < 5 ppb和[B] < 1 ppb。

在本研究中，我们展示了 EG 金刚石晶体中的高效三次谐波产生，这得益于其超纯晶体结构和精妙的相位匹配。通过用中心波长为 1280 nm、远低于带隙能量的红外飞秒激光器照射，我们获得了波长为 427 nm 的强可见光三次谐波信号；切换泵浦波长后，波长可调至 730 nm。超纯 EG 金刚石晶体中三次谐波产生的光转换效率分别比 IIa 型纯块体（金刚石非 EG）和纳米晶金刚石高 2–3 个和 6–7 个数量级；此外，该效率也与二维材料以及石墨烯等其他碳基材料相当 [28,29]。

2. 实验细节

所用样品是由Element Six采用化学气相沉积（CVD）方法生长的<100> 取向单晶EG金刚石。晶体尺寸为3.0mm× 3.0mm × 0.5 mm（厚度）。图1(a)显示了为支持可见光波长区域内三次谐波产生的巨大三次非线性响应而设计的操作示意图，深红色和蓝色区域分别表示红外波长处的入射泵浦光束和 3ω处透射的可见光三次谐波信号。

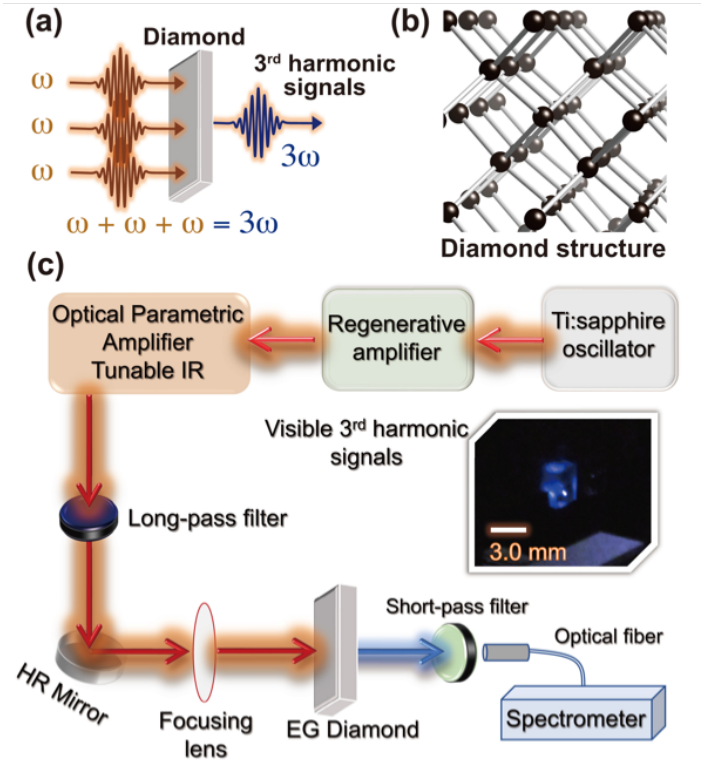

图 1。（a）红外泵浦光作用下金刚石晶体中三次谐波产生（THG）的示意图。（b）金刚石晶体的原子结构。（c）三次谐波产生实验的光学布局：锁模钛蓝宝石激光器产生波长为 ~800 nm 的脉冲，经放大后泵浦光学参量放大器（OPA）。在三次谐波产生实验中，我们采用了波长可在 1230 至 2190 nm 之间调谐的光学参量放大器（OPA）。插图展示了 EG 金刚石晶体表面的可见蓝光发射。

图 1(c) 展示了用于检测金刚石晶体非线性发射的自建光学光谱装置的简化布局。来自锁模钛蓝宝石激光器的超快激光脉冲（中心波长为 ~800 nm；重复频率为 80 MHz；脉冲宽度为 25 fs；平均功率为 $P = 425$ mW）经再生放大器放大，得到重复频率为 100 kHz 的激光脉冲。该超快激光脉冲用作 OPA 的泵浦光，产生波长可在 1230 至 2190 nm 之间调谐、脉冲宽度为 60 fs 的红外脉冲。

三次谐波产生测量在空气中、室温条件下采用透射光学几何进行。红外激光脉冲经长通滤光片（FELH0950：OD5）进行光谱净化；我们采用短通滤光片（SHPF-25C-720：OD6）分离基频与三次谐波脉冲。此外，在输出功率测量期间，我们还使用了额外的可见光带通滤光片（ET405/40x，405 nm，FWHM 40 nm：通带范围外 OD6）。 因此，使用最高对比度的滤光片使我们能够获得三次谐波产生信号。激发光束由聚焦透镜（$f = 50$ mm）聚焦，在 EG 金刚石晶体处形成半径为 ~20 μm（$1/e^2$）的光束。发射出的可见三次谐波信号经滤光片分离，并由准直物镜收集，耦合至光纤中，最后由紫外-可见光谱仪进行检测并积分 100 毫秒。值得注意的是，我们观察到三次谐波产生光束相对于基频（泵浦）光束发生了轻微偏转，这可能与后文讨论的相位匹配条件有关。使用基于微处理器的激光功率/能量计（Newport 1919-R）分别在样品前后测量泵浦光和三次谐波产生功率；该仪器可选择检测波长以进行校准。

3. 实验结果与讨论

记录发射光谱，以确定 EG 金刚石样品可见信号的性质。如图 2(a) 所示，在中心波长为 $\lambda_{(pump)}$≈1280 nm 的超快红外光照射下，蓝色可见光同时从 EG 金刚石晶体中发出。非线性信号呈现相对宽带的光谱，范围为 410 至 450 nm，中心波长为 $\lambda_{(THG)}$ ≈ 427 nm，即红外泵浦波长的 ~1/3，这与三次谐波产生过程中频率之间的关系一致。此外，发射光谱不含其他峰（例如二次谐波产生峰），表明实验中仅获得了三次谐波产生发射。我们注意到，发射光谱中强烈的周期性尖峰可能源于 EG 金刚石晶体前后表面的干涉效应。由于金刚石晶体的空间反演对称性仅在表面被打破，因此在表面处，来自二次谐波产生光和基频光的相干三次谐波产生将成为可能 [26]。因此，来自前后表面的两束相干三次谐波产生光束可以相互干涉，并产生周期性尖峰 [21,30]。

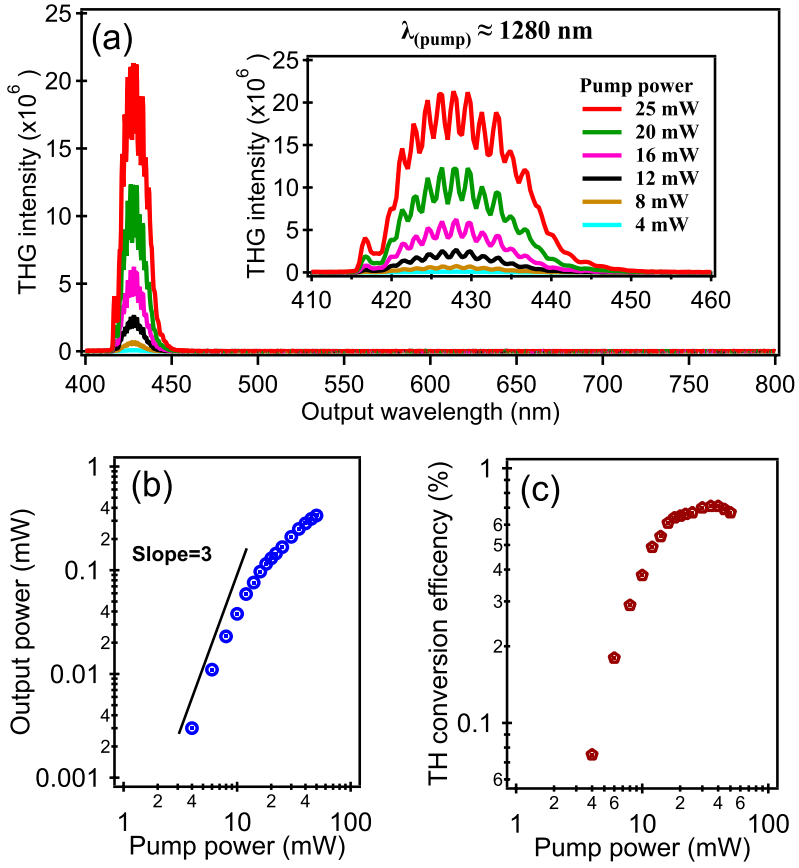

图2。(a) EG金刚石晶体产生的蓝色三次谐波产生光谱随红外泵浦光功率的变化。(b)三次谐波产生强度随红外激光泵浦功率的变化。(c) EG 金刚石晶体的三次谐波产生转换效率随红外泵浦光功率的变化。

为进一步探究蓝光是否源于非线性光学过程——三次谐波产生（THG），我们记录了波长为 ≈1280 nm 时蓝光输出功率随红外泵浦光功率变化的关系。图2(a)中的局部放大图展示了蓝光输出功率与红外泵浦光功率之间的关系；红外泵浦光功率从 4 mW 变化至 50 mW（对应的通量从 3 变化至 38 mJ/cm^2）。如泵浦光

功率与蓝光输出功率的双对数图图2(b)所示，输出功率随入射红外泵浦功率呈明显的非线性变化，斜率接近 3，这证明了所获得的蓝光信号具有频率三倍频特性。需要注意的是，相对误差小于 5%。

三次谐波产生光学转换效率可通过 $\eta_{\mathrm{THG}} = (P_{THG}/P_{pump})\times 100$ 计算得出。正如预期，随着红外泵浦功率增加，三次谐波产生输出功率呈立方增长；如图2(c)所示，三次谐波产生转换效率可达 η_{THG} ~0.7%，比纳米晶金刚石和IIa型纯块体（非EG）金刚石晶体的任何其他三次谐波产生效率高出数个数量级。此外，所得转换效率仅比传统的 3rd 阶非线性光学晶体 [3,31] 低一至两个数量级。这种增强可归因于透射测量中更好的相位匹配，以及超纯EG金刚石晶体中可忽略不计的杂质吸收。我们认为，有几种显而易见的途径可以进一步提高转换效率，例如，使用不含结构应力的化学气相沉积金刚石（可通过交叉偏振测量的透射图样进行表征），或使用高压高温（HPHT）方法制备的无氮金刚石。此外，如图2所示，三次谐波产生呈现立方强度依赖关系；在泵浦功率为 P_{pump} =20 mW 时（对应的峰值激发通量为 F_{pump} ≈15 mJ/cm^2, ，相应的光强为 I ≈1.0 TW/cm^2），我们获得了 ~0.15 mW 的最高三次谐波产生输出功率和 ~0.7% 的最高光转换效率。然而，当泵浦功率超过 P_{pump} >20 mW 时，饱和效应占主导，导致可探测到的可见三次谐波信号减弱。我们认为，观察到的饱和现象是由微扰非线性光学之外的强场区间所致。事实上，本研究中 2.55 TW/cm^2 （P_{pump} = 50 mW）的峰值光强符合文献[32], 中的条件；该文献观察到了碰撞电离和光场诱导隧穿。

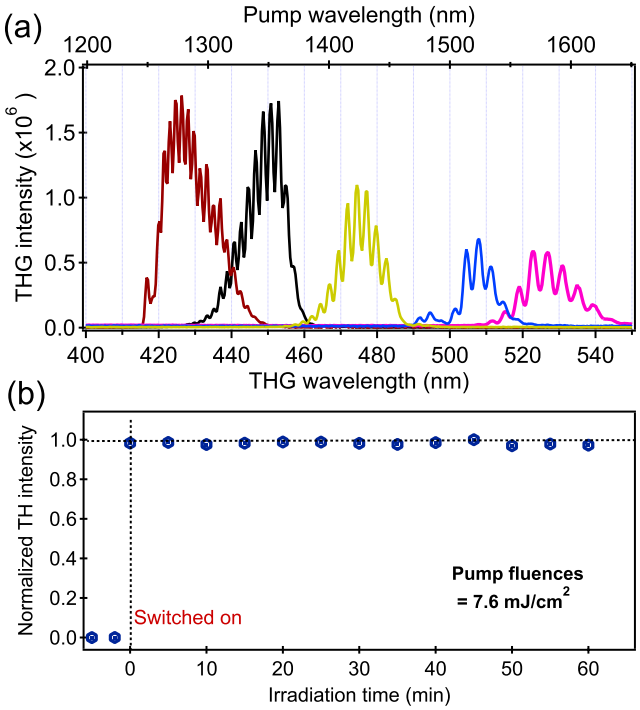

图3。（a）EG 金刚石晶体的非线性发射光谱。（b）在恒定光通量下，以1280 nm超快激发波长激发时三次谐波发射强度的时间依赖关系。

图3(a)展示了泵浦波长范围为1250至1590 nm（以及1930至2190 nm，数据未显示）时获得的三次谐波产生光谱。如图3(a)所示，三次谐波产生响应可通过红外泵浦波长进行调节；当红外激发波长偏离以1280 nm为中心的初始波长时，三次谐波产生强度会减弱。这一现象可能是由脉冲持续时间和有效泵浦激光强度（通量）的变化引起的。第一个影响是因为随着波长变长，红外激光脉冲的单个光学周期（T）通常会增大，即1200 nm 时 $T \approx 4.0$ fs，而1600 nm 时 $T \approx 5.3$ fs，因此较长波长产生较大脉冲宽度是合理的。对于第二个影响，使用相同的聚焦透镜时，较长波长会使样品上的激光光斑尺寸增大，从而降低有效泵浦强度（通量）。因此，这两种影响都会使较长波长下的三次谐波产生强度降低。请注意，当红外激发波长偏离以1280 nm为中心的初始波长时，光谱干涉条纹 的可见度会降低，这可能是由于光谱仪分辨率（≈ 2 nm）限制了调制深度。

除了激发波长依赖关系外，我们还研究了恒定泵浦功率10mW条件下三次谐波信号的时间依赖关系（光通量为 F_{pump}= 7.6mJ/cm^2）。如图3(b)所示，在光照射后直至60分钟，红外泵浦光作用下的三次谐波发射强度几乎保持不变（±0.4%），表明三次谐波产生具有良好的光稳定性。

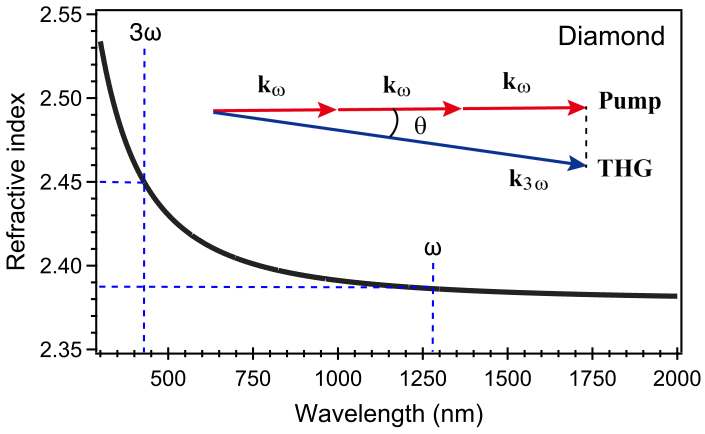

图 4。根据文献[33]中的公式计算得到的超纯 EG 金刚石晶体的折射率曲线。垂直虚线分别指示泵浦光（1280 nm）的波长和对应的三次谐波产生（427nm）的波长。插图表示切伦科夫型相位匹配条件。 $\boldsymbol{k}_{\omega}$ 和 $\boldsymbol{k}_{3\omega}$ 分别表示泵浦光和三次谐波产生的波矢， θ 是两束光之间的夹角。

现在我们讨论超纯 EG 金刚石晶体中一种可能的相位匹配机制。图 4 展示了根据文献[33]中的色散函数得到的超纯金刚石折射率曲线:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{4.658\lambda^2}{\lambda^2 - 112.5^2}, \qquad (3)$$

其中波长 λ 以*nm*表示。如图 4 中的折射率曲线所示，在三次谐波产生波长处，折射率为 n=2.45，而在基频波长处为 n=2.39，并且在较长波长区域，折射率几乎保持不变。由于文献[34], 中已观察到Element Six 的 EG 金刚石晶体存在光学克尔效应，非线性折射率(n_2)可根据 $n = n_0 + n_2 I$ 改变折射率，其中 n_0 为本征折射率，I 为泵浦强度 [25]。

我们估算出，使用 Almeida 等人的方法， $\Delta n = n_2 I$ 为 ≈ 1 $5 \times .3 \times 10^{-3}$ ；我 10^{-19} $^2/$ [34] $I = 2\,55$ ^{2} 们的测量结果为 $n_2 \approx 0$。 m W 和 . TW/cm，数值太小，无法满足相位匹配条件， $n(3\omega) = n(\omega)$。与此情形不同，当 OKE 引起折射率变化时，可能发生切伦科夫型相位匹配。事实上，我们观察到三次谐波产生光束相对于泵浦光发生了小幅偏转，其角度小于 10 度。在切伦科夫型相位匹配中，如图 4 插图所示，我们有 $n(3\omega)\cos\theta = n(\omega)$。由此得到 $\theta \approx 12.7$ 度，与我们的实验观察结果基本一致。

4. 结论

总之，我们通过实验展示了超纯电子级金刚石晶体在可见光波段能够实现高效的三次谐波产生，光转换效率为 η ~ 0.7%，约比纳米晶和Ⅱa型纯块体（非电子级）金刚石的光转换效率高出几个数量级 [20,21,26]。我们认为，三次谐波产生信号强度的显著提升可能源于红外波段的光吸收可忽略不计，以及近似满足相位匹配条件。通过使用不含结构应力的化学气相沉积金刚石晶体等方式，还可进一步提高三次谐波产生的转换效率。此外，三次谐波产生信号表现出良好的光稳定性和宽波段调谐特性。此处观察到的高效三次谐波产生将为发展金刚石非线性光学与光子学开辟一条切实可行且颇具潜力的新路径，应用领域包括金刚石频率转换器、量子传感和量子通信平台。

资助。 日本科学技术创新研究计划（资助编号：JPMJCR1875）。

现工作单位。
┴华盛顿大学圣路易斯分校医学院，美国密苏里州圣路易斯市欧几里得大道南段660号，邮编63110-1010。

利益冲突声明。 作者声明不存在任何利益冲突。

数据可用性声明。 本文所呈现结果的相关数据目前尚未公开，但可应合理请求向作者获取。

参考文献。
l S Adachi 和 T. Suzuki，“用于多原子分子时间分辨光电子能谱的紫外驱动谐波产生”，Appl. Sci. **8**, 1784 (2018). 2. G. Cerullo 和 S. De Silvestri，“超快光学参量放大器”，Rev. Sci. Instrum. **74**, 1–18 (2003). 3. A. Borsutzky、R. Briinger、Ch. Huang 和 R. Wallenstein，“BBO、LBO 和 KD*P 中脉冲激光辐射的谐波与和频产生”，Appl. Phys. B **52**, 55–62 (1991). 4. D. Taverner、P. Britton、P. G. R. Smith、D. J. Richardson、G. W. Ross 和 D. C. Hanna，“级联掺铒光纤中纳秒脉冲的高效二次谐波与和频产生：周期性极化铌酸锂光源”，Opt. Lett. **23**, 162–164 (1998). 5. G. Soavi、G. Wang、H. Rostami、D. G. Purdie、D. De Fazio、T. Ma、B. Luo、J. Wang、A. K. Ott 和 D. Yoon，“石墨烯中的宽带、电调谐三次谐波产生”，Nat. Nanotechnol. **13**(7), 583–588 (2018). 6. M. R. Shcherbakov、D. N. Neshev、B. Hopkins、A. S. Shorokhov、I. Staude、E. V. Melik-Gaykazyan、M. Decker、A. A. Ezhov、A. E. Miroshnichenko、I. Brener、A. A. Fedyanin 和 Y. S. Kivshar，“磁响应驱动的硅纳米颗粒中增强的三次谐波产生”，Nano Lett. **14**, 6488–6492 (2014). 7. Y. Barad、H. Eisenberg、M. Horowitz 和 Y. Silberberg，“通过三次谐波产生实现非线性扫描激光显微术”，Appl. Phys. Lett. **70**, 922 (1997). 8. K. Konishi、D. Akai、Y. Mita、M. Ishida、J. Yumoto 和 M. Kuwata-Gonokami，“利用介质纳米膜实现真空紫外区可调谐三次谐波产生”，APL Photonics **5**(6), 066103 (2020). 9. A. Capretti、Y. Wang、N. Engheta 和 L. Dal Negro，“Si兼容的近零介电常数氧化铟锡纳米层中增强的三次谐波产生”，Opt. Lett. **40**(7), 1500–1503 (2015). 10. Y. Kubo、M. Takahata、S. Temgoua、R. Issaoui、J. Barjon 和 N. Naka，“金刚石中束缚激子的声子辅助跃迁：镜面对称性分析”，Phys. Rev. B **101**, 205204 (2020).

11. P. John, “迈向金刚石激光器”, 《科学》**292**, 1847–1848 (2001). 12. A. Savvin, A. Dormidonov, E. Smetanina, V. Mitrokhin, E. Lipatov, D. Genin, S. Potanin, A. Yelisseyev, and V. Vins, “NV^- 金刚石激光器”, 《自然·通讯》**12**, 7118 (2021). 13. R. P. Mildren and A. Sabella, “高效金刚石拉曼激光器”, 《光学快报》**34**, 2811–2813 (2009). 14. S. Maehrlein, A. Paarmann, M. Wolf, and T. Kampfrath, “拉曼活性声子的太赫兹和频激发”, 《物理评论快报》**119**, 127402 (2017). 15. K. Niizeki, K. Ikeda, M. Zheng, X. Xie, K. Okamura, N. Takei, N. Namekata, S. Inoue, H. Kosaka, and T. Horikiri, “用于远距离量子通信的超亮窄带电信波段双光子源”, 《应用物理快报》**11**(4), 042801 (2018). 16. D. Kim, M. I. Ibrahim, C. Foy, M. E. Trusheim, R. Han, and D. R. Englund, “基于氮空位中心的CMOS集成量子传感器”, 《自然·电子学》**2**, 284 (2019). 17. I. Aharonovich, D. Englund, and M. Toth, “固态单光子发射体”, 《自然·光子学》**10**, 631 (2016). 18. M. Pelliccione, A. Jenkins, P. Ovartchaiyapong, C. Reetz, E. Emmanouilidou, N. Ni, and A. C. B. Jayich, “利用单自旋量子传感器在低温下扫描探针成像纳米尺度磁性”, 《自然·纳米技术》**11**, 700 (2016). 19. H. Clevenson, M. E. Trusheim, C. Teale, T. Schröder, D. Braje, and D. Englund, “利用光俘获金刚石波导进行宽带磁力测量和温度传感”, 《自然·物理》**11**, 393 (2015). 20. F. Trojánek, K. Zídek, B. Dzurnák, M. Kozák, and P. Malý, “纳米晶金刚石的非线性光学性质”, 《光学快报》**18**(2), 1349–1357 (2010). 21. M. Kozák, F. Trojánek, B. Rezek, A. Kromka, and P. Malý, “纳米晶金刚石中的光学谐波产生”, 《物理学E》**44**, 1300–1303 (2012). 22. R Sakurai, Y. Kainuma, T. An, H. Shigekawa, and M. Hase, “金刚石晶体中氮空位中心诱导的超快光磁效应”, 《APL光子学》**7**, 066105 (2022). 23. M. Motojima, T. Suzuki, H. Shigekawa, Y. Kainuma, T. An, and M. Hase, “金刚石晶体中氮空位中心诱导的巨大非线性光学效应”, 《光学快报》**27**(22), 32217–32227 (2019). 24. B. Corcoran, C. Monat, C. Grillet, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, “通过光子晶体波导中的慢光增强三次谐波产生实现硅中的绿光发射”, 《自然·光子学》**3**(4), 206–210 (2009). 25. Y. R. Shen, 《非线性光学原理》（Wiley，霍博肯，新泽西州，1984），第7章。 26. A. Abulikemu, Y. Kainuma, T. An, and M. Hase, “基于色心导致的反演对称性破缺实现块体金刚石中的二次谐波产生”, 《ACS光子学》**8**, 988–993 (2021). 27. A. Abulikemu, Y. Kainuma, T. An, and M. Hase, “金刚石中色心的温度依赖二次谐波产生”, 《光学快报》**47**, 1693–1696 (2022). 28. A. R. Khan, L. Zhang, K. Ishfaq, A. Ikram, T. Yildrim, B. Liu, S. Rahman, and Y. Lu. “二维材料中的光学谐波产生”, 《先进功能材料》**32**, 2105259 (2022). 29. S.-Y. Hong, J. I. Dadap, N. Petrone, P.-C. Yeh, J. Hone, and R. M. Osgood, “石墨烯中的光学三次谐波产生”, 《物理评论X》**3**, 021014 (2013). 30. K. Tran, G. Moody, F. Wu, X. Lu, J. Choi, K. Kim, A. Rai, D. A. Sanchez, J. Quan, A. Singh, J. Embley, A. Zepeda, M. Campbell, T. Autry, T. Taniguchi, K. Watanabe, N. Lu, S. K. Banerjee, K. L. Silverman, S. Kim, E. Tutuc, L. Yang, A. H. MacDonald, and X. Li, “范德华异质结构中莫尔激子的证据”, 《自然》**567**, 71–75 (2019). 31. K. Miyata, V. Petrov, and F. Noack, “BiB_3O_6,中的高效单晶三次谐波产生” 《光学快报》**36**, 3627–3629 (2011). 32. M. Kozák, M. Martínek, T. Otobe, F. Trojánek and P. Malý, "中红外飞秒脉冲驱动金刚石中超快碰撞电离的观测", 《应用物理学杂志》**128**(1), (2020). 33. G. Turri, S. Webster, Y. Chen, B. Wickham, A. Bennett, and M. Bass, “利用单晶微波辅助化学气相沉积金刚石测得从近紫外到近红外的折射率”, 《光学材料快报》**7**(3), 855–859 (2017). 34. J. M. P. Almeida, C. Oncebay, J. P. Siqueira, S. R. Muniz, L. De Boni, and C. R. Mendonca, “飞秒时间尺度下金刚石的非线性光学光谱”, 《科学报告》**7**(1), 14320 (2017).