

利用空气来探测脉冲太赫兹波

戴建明 谢旭 张希成[†]

(美国伦斯勒理工学院太赫兹研究中心 纽约州特洛伊 12180)

摘要 曾有报道利用飞秒激光脉冲通过空气中的三阶光学非线性过程产生高强度的太赫兹波. 理论上, 作为太赫兹波产生的逆过程, 有可能实现用空气作为介质探测脉冲太赫兹波. 作者以空气或激光诱导的空气等离子体作为介质, 通过测量太赫兹波场诱导产生的二次谐波信号, 首次实现了宽带太赫兹波的时间分辨探测. 本文介绍了空气中太赫兹波的非相干和相干探测的实验结果和理论分析. 迄今为止, 这种具有突破意义的太赫兹波空气电离相干探测法 (THz-ABCD) 的频谱宽度可以超过 8 THz, 实现动态范围可达 30 dB.

关键词 太赫兹波, 空气/空气等离子体, 三阶非线性光学过程, 相干探测, 本地振荡器

Sensing pulsed THz waves with ambient air

DAI Jian-Ming XIE Xu ZHANG X. - C. [†]

(Center for Terahertz Research, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180, USA)

Abstract Using air with femtosecond laser beams to generate pulsed THz waves through third-order nonlinear optical processes has already been demonstrated. As its reciprocal process, in theory, it should be possible to use air as the sensor to detect pulsed THz waves. We report the first demonstration of time-resolved detection of broadband THz waves by measuring the THz field-induced second-harmonic signal in ambient air and/or ionized air (laser-induced air plasma). Experimental results and a theoretical analysis of incoherent and coherent detection are presented. A spectroscopic bandwidth of over 8 THz was observed for the air-breakdown coherent-detection system. The highest dynamic range demonstrated with an air sensor was 30 dB.

Keywords THz waves, ambient air/air plasma, third-order nonlinear optical processes, coherent detection, local oscillator

1 引言

太赫兹波,如同电磁波频谱中与之相邻的红外和微波一样,能够发掘全新成像和探测等方面的技术,从而实现在材料特性、微电子、医学诊断、环境监测、化工和生物识别等诸多方面的应用^[1,2],太赫兹科学和技术的最新进展已经使之成为 21 世纪在探测和成像领域及其他交叉领域中最有前途的研究方向之一^[3-8].在时域太赫兹光谱学领域,普遍采用的方法是利用光导偶极天线和电光晶体来发射和探测脉冲太赫兹波.我们首次报道了利用空气来同时产

生和探测宽带太赫兹波^[9].作为地球上普遍存在的物质,在利用飞秒激光束产生和探测脉冲太赫兹波方面,空气呈现了其卓越的性能.空气,尤其是电离空气(等离子体),借助于激光诱导的有质动力^[10,11]和三阶非线性光学过程^[12-16],已经被用来产生超强太赫兹波.作为此非线性效应的逆过程,我们用空气作为探测介质,实现了脉冲太赫兹波的探测,该研究成果为在复杂的天气状态下远距离探测太赫兹波提供了可能性.

2006-10-18 收到初稿 2006-12-10 收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: zhangxc@rpi.edu

2 实验方法、结果及理论分析

在实验上,我们以输出中心波长为 800 nm、重复频率为 1 kHz、单脉冲能量约为 900 μJ、脉冲宽度为 120 fs 激光脉冲的台式掺钛蓝宝石再生放大器作为激光源. 输出光束被一宽带光学分束器分为两束. 其中一束激光被用来产生太赫兹波,而另一束激光被用来探测太赫兹波. 图 1 是用空气作为发射器和探测器来产生和探测太赫兹波的全光学过程的示意图. 首先,让用以产生太赫兹波的 800 nm 基频光(ω)通过 100 μm 厚、属于 I 类相匹配的 BBO 倍频晶体,其中剩余的基频光(ω)和所产生的二次谐波(2ω)在空气中聚焦,并产生空气等离子体,通过三阶非线性四波混频光学过程,产生一个具有高强度和高度方向性的宽带太赫兹波^[12-16]. 当总的抽运光脉冲能量高于空气中等离子体形成的阈值时,所产生的太赫兹波的电场强度分别与 ω 基频光束的脉冲能量及 2ω 二次谐波光束脉冲能量的平方根成正比^[16]. 当所有相关的波(ω , 2ω , 和太赫兹波)具有相同的偏振时就能得到太赫兹波产生的最佳转换效率.

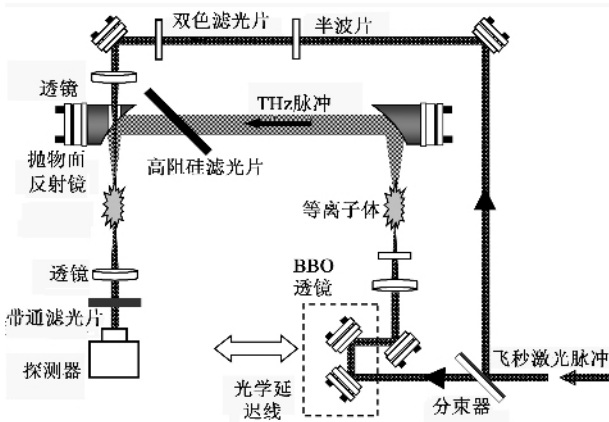


图 1 实验装置示意图(在第一个空气等离子体中,通过基频光(800 nm)和它的二次谐波(通过 BBO 晶体产生)的混频过程产生太赫兹波,第一个抛物面反射镜用于准直太赫兹波束,高阻抗的硅片用于阻挡剩余的 800nm 和 400nm 光. 第二个抛物面反射镜用来聚焦准直后的太赫兹波束. 用一个半波片来控制探测光束的偏振方向,在第二个空气等离子体中,通过混合探测光和太赫兹波场所产生的二次谐波信号来探测太赫兹波)

与在电光晶体中通过二阶光学非线性产生和探测太赫兹波的对应过程相类似^[17],我们也可以用来产生太赫兹波的非线性过程的逆过程来探测太赫兹波. 利用三阶非线性光学过程来探测太赫兹

波有多种方式,其中包括测量由太赫兹波引起的探测光束的偏振变化,以及测量由空气中太赫兹波和光学探测光束相互作用而产生的二次谐波等. 前者需要两路探测光束:一束为基频,另一束为二次谐波频率,而第二种探测方式由于所探测的光信号频率不同于探测脉冲本身的频率,因而可以避免背景光的干扰,从而能探测到很弱的信号. 已有报道在固体材料^[18]和液体材料^[19]中用这种方法来探测太赫兹波,这个过程也可称为太赫兹场诱导二次谐波.

在具体的实验中,我们用一对 90 度离轴抛物面反射镜分别对所产生的太赫兹波进行准直和重新聚焦,并在第二个抛物面反射镜上打了一个小孔以使探测光束通过. 为了用空气作为介质来探测太赫兹波,太赫兹波和探测光束应被聚焦在同一点. 太赫兹波和探测光束的焦斑直径分别大约为 800 μm 和 20 μm. 用光电二极管或光电倍增管探测在光束焦斑(空气等离子体)处太赫兹场诱导的二次谐波光强度信号.

图 2 是通过改变太赫兹和探测光脉冲之间的时间延迟所记录下来的太赫兹场诱导二次谐波强度信号 $I_{2\omega}$ 的时间波形. 为了消除空气中水蒸气对太赫兹波的吸收,此时整个太赫兹系统被充以氮气. 通过此三阶光学过程利用空气等离子体测量到的波形和通过二阶光学过程用 ZnTe 晶体测到的波形是大致相同. 因而我们认为这种探测方法具有相干探测的特征(即可以同时得到太赫兹波的振幅和相位信息). 由图 2 中的插图我们看到,用空气探测到的太赫兹波形经离散点傅里叶变换所得到的频谱能延伸到 8 THz 以上,并只受激光脉冲宽度的限制. 图 3 显示了用这种全空气太赫兹时域光谱分析系统测量到的水蒸气吸收线,证明了此系统在太赫兹光谱范围具有宽带探测的能力.

从数学上讲,作为四波光学整理的逆过程,太赫兹波场诱导产生二次谐波信号(THz-field-induced second-harmonic, TFISH)的物理过程可以表达成如下形式:

$$E_{2\omega}^{\text{signal}} \propto \chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega} E_{\text{THz}}, \quad (1)$$

其中 $E_{2\omega}^{\text{signal}}$ 是太赫兹波场诱导产生二次谐波信号的电场分量, $\chi^{(3)}$ 是空气(或电离空气)的三阶非线性极化系数, E 表示与光场或者太赫兹波场有关的电场分量. 从(1)式可以看出,在通常情况下,由于测量到的二次谐波信号(探测器只能探测二次谐波的强度)只与太赫兹波的强度成比例,所以测量太赫兹场诱导二次谐波似乎并不能提供对太赫兹波的相

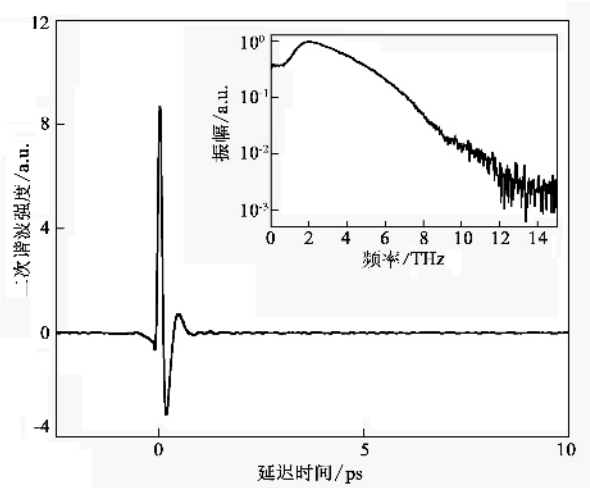


图2 用空气作为探测介质测量到的太赫兹波的脉冲波形及将该波形作离散点傅里叶变换所得到的频谱图(见插图)

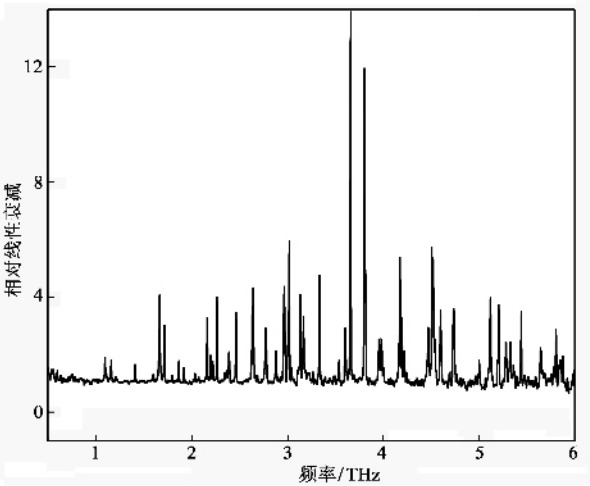


图3 用图1所示的全光学全空气太赫兹系统测量空气中的水蒸气在太赫兹波段的吸收时进行相对测量所得到的特征吸收线

干测量. 因此, 所测量到的信号就会失去被测量太赫兹脉冲的相位信息. 然而, 若引入一个与探测光束的二次谐波波长(即 400 nm)一样的背景信号作为本地振荡器(local oscillator), 就可以实现太赫兹波的相干测量. 在我们的实验中, 该本地振荡器可以是空气等离子体中产生的白光光谱中的 400 nm 频谱成分.

我们可以这样来理解这种太赫兹波的相干测量的原理: 光电倍增管所探测到的总的二次谐波强度信号, 是与所有可被探测到的相干的二次谐波电场分量总和的平方成正比的. 当我们把具有探测光束的二次谐波一样波长的本地振荡器(SH LO)的影响 $E_{2\omega}^{LO}$ 考虑进去时, 那么总体的二次谐波强度信号 $I_{2\omega}$ 在一个电磁波振荡周期内的时间平均值可以表示成

如下的形式:

$$I_{2\omega} \propto (E_{2\omega})^2 = (E_{2\omega}^{\text{signal}} + E_{2\omega}^{LO})^2 = (E_{2\omega}^{\text{signal}})^2 + (E_{2\omega}^{LO})^2 + 2E_{2\omega}^{\text{signal}}E_{2\omega}^{LO}\cos(\varphi), \quad (2)$$

其中 φ 是 $E_{2\omega}^{\text{signal}}$ 和 $E_{2\omega}^{LO}$ 之间的相位差. 通过实验我们可以证明, 在图 1 所示的实验装置中, 本地振荡器 $E_{2\omega}^{LO}$ 主要来源于空气等离子体中产生的白光光谱中的 400 nm 频谱成分. 由 (1) 式和 (2) 式可以得到:

$$I_{2\omega} \propto (\chi^{(3)}I_{\omega})^2 I_{\text{THz}} + (E_{2\omega}^{LO})^2 + 2\chi^{(3)}I_{\omega}E_{2\omega}^{LO}E_{\text{THz}}\cos(\varphi) \quad (3)$$

可以看出, (3) 式右边的第一项正比于太赫兹波的强度. 当本地振荡器 $E_{2\omega}^{LO}$ 等于零或者较小时 (3) 式右边的第一项处于主导地位, 因而有 $I_{2\omega} \propto I_{\text{THz}}$, 亦即非相干探测. 第二项对应于二次谐波本地振荡器的直流 DC 项, 在实验中, 它可以通过调制太赫兹光束并使用锁相放大器来把它过滤掉. 第三项是相干项, 它与太赫兹波的电场 E_{THz} 成正比. 这一项为脉冲太赫兹波的相干探测提供了基础. 如前所述, 本地振荡器 $E_{2\omega}^{LO}$ 主要来源于空气等离子体中产生的白光光谱中的 400 nm 频谱成分, 所以当探测脉冲的峰值功率密度远高于空气等离子体产生阈值时, 我们可以合理地假设一个固定的非零相差 φ . 并且右边的第三项将处于主导地位. 此时, (3) 式可以简化为

$$I_{2\omega} \propto 2\chi^{(3)}I_{\omega}E_{2\omega}^{LO}E_{\text{THz}}. \quad (4)$$

(4) 式是在平面波近似以及探测脉冲的峰值功率远高于空气等离子体产生阈值时得到的. 可以看出, 在探测脉冲的峰值功率密度被固定时, 探测器所探测到的二次谐波信号的强度与太赫兹波的电场强度成比例. 也就是说, 在满足上述条件时, 通过测量时间分辨的二次谐波信号的强度 $I_{2\omega}$ 可以实现对脉冲太赫兹波的相干探测. 必须指出的是, (4) 式中 $\chi^{(3)}$ 是随着探测光束的峰值功率密度变化而变化的. 尤其是在探测光束的峰值功率密度接近空气等离子体产生阈值时, 这种变化会更加显著. 另外, 为了保证本地振荡器具有足够的强度 $E_{2\omega}^{LO}$, 探测光束的峰值功率密度必须远高于等离子体产生阈值^[9]. 为了检验 (4) 式的准确性, 首先我们将探测光束的峰值功率密度固定在一个远高于等离子体产生的阈值的数值上, 然后通过改变被测太赫兹波的电场强度来观察探测到的二次谐波信号强度 $I_{2\omega}$ 的变化. 图 3 显示了探测脉冲峰值功率密度为 $16 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 所探测到的二次谐波信号的强度 $I_{2\omega}$ 随太赫兹波峰值电场强度变化的实验结果. 该变化关系是线性的, 从而证明了 (4) 式的有效性.

为了进一步从实验上证实上述对(3)式的论述:当本地振荡器 $E_{2\omega}^{LO}$ 等于零或者较小的时候(即探测脉冲的峰值功率密度小于空气等离子体阈值时)这种空气探测法表现为非相干测量;而当本地振荡器 $E_{2\omega}^{LO}$ 足够大的时候(即探测脉冲的峰值功率密度远大于空气等离子体产生的阈值时),这种空气探测法表现为相干测量.我们分别在 I_{ω} 等于 $\sim 1.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $\sim 10 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时测量了 $I_{2\omega}$ 随延迟时间(delay)的变化波形(即太赫兹脉冲强度或者振幅波形).图4分别显示了空气中(湿度约为30%)在这两个不同探测光束峰值功率密度下探测到的波形.显然,当探测光束峰值功率密度小于空气等离子体产生的阈值($\sim 1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$)时,只探测到了太赫兹脉冲的强度波形.因为此时并无本地振荡器 $E_{2\omega}^{LO}$ 存在,所以只有非相干探测.而当探测光束峰值功率密度远远大于空气等离子体产生的阈值时,我们可以探测到太赫兹脉冲的振幅波形,从而得到太赫兹脉冲的振幅和相位信息,实现了相干探测.

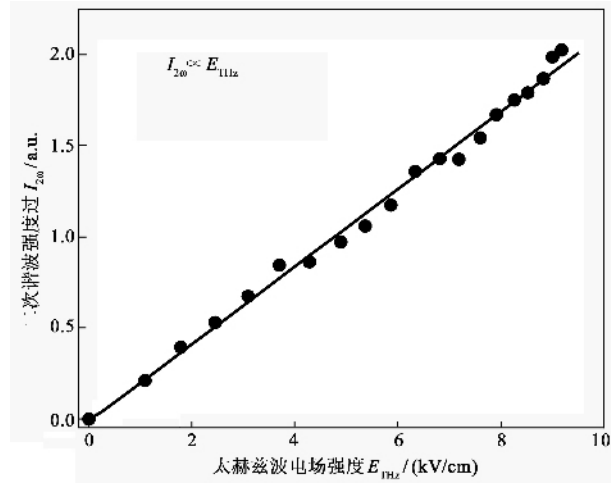


图4 当探测光束的功率密度远远大于空气等离子体阈值(约 $\sim 1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$)时测得的二次谐波强度 $I_{2\omega}$ 相对于被测太赫兹波峰值电场强度的变化趋势(实心圆代表实验数据,实线是数据的线性拟合,该实验结果证实了(4)式预测的线性关系)

3 结束语

综上所述,我们介绍了以环境空气作为探测介质,通过三次非线性光学过程来探测太赫兹波的全新方法.迄今为止,用空气作为太赫兹波探测介质的这种相干探测方法的最大动态范围可达 30 dB(锁相放大器的时间常数为 0.3 s).结合太赫兹波在空气中的产生,我们成功地实现了将空气既作为

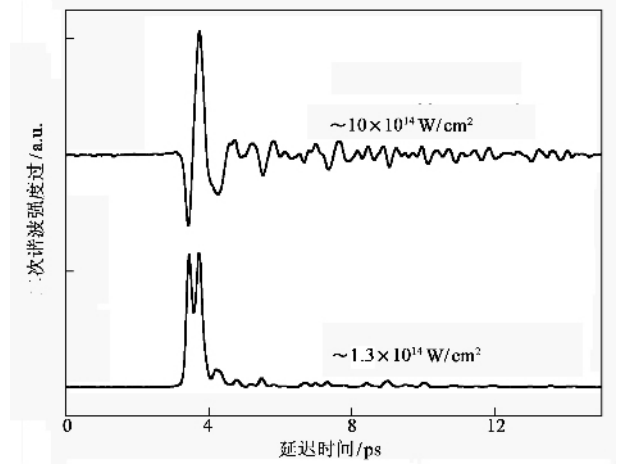


图5 在两个不同探测光束的功率密度情况下所测量到的二次谐波强度 $I_{2\omega}$ 随延迟时间展开的波形.当 $I_{\omega} = \sim 10 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 即远大于空气等离子体阈值(约 $\sim 1.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$)时,表现为相干探测(图中靠上的波形);当 $I_{\omega} = \sim 1.3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 即小于空气等离子体阈值时,表现为非相干探测(图中靠下的波形)

发射器又作为探测器的太赫兹时域谱分析系统.由于水蒸气对太赫兹波的强吸收,太赫兹波在大气中传播时的衰减高于 100 dB/km.一直以来,远距离宽带太赫兹波的遥感探测和光谱分析被认为是不可能实现的.本文所介绍的全光学全空气的太赫兹波产生和探测的方法能通过将可见光脉冲发送到远处被测物体附近来产生和探测太赫兹波,利用可见光在空气中的低衰减($< 0.01 \text{ dB/km}$),实现远距离太赫兹的观测,因而具有重要的意义.

参考文献

- [1] Ferguson B, Zhang X - C. Nature Materials, 2002, 1 : 26
- [2] Zandonella C. Nature, 2003, 424 : 721
- [3] Cole B E et al. Nature, 2001, 410 : 60
- [4] Huber R et al. Nature, 2001, 414 : 286
- [5] Carr G L et al. Nature, 2002, 420 : 153
- [6] Köhler R et al. Nature, 2002, 417 : 156
- [7] Kaindl R A et al. Nature, 2003, 423 : 734
- [8] Wang K, Mittleman D M. Nature, 2004, 432 : 376
- [9] Dai J, Xie X, Zhang X - C. Phys. Rev. Lett., 2006, 97 : 103903
- [10] Hamster H et al. Phys. Rev. Lett., 1993, 71 : 2725
- [11] Tzortzakos S et al. Opt. Lett., 2002, 27 : 1944
- [12] Cook D J, Hochstrasser R M. Opt. Lett., 2000, 25 : 1210
- [13] Kress M et al. Opt. Lett., 2004, 29 : 1120
- [14] Bartel T et al. Opt. Lett., 2005, 30 : 2805
- [15] Zhong H, Karpowicz N, Zhang X - C. Appl. Phys. Lett., 2006, 88 : 261103
- [16] Xie X, Dai J, Zhang X - C. Phys. Rev. Lett., 2006, 96 : 075005
- [17] Wu Q, Zhang X - C. Appl. Phys. Lett., 1995, 67 : 3523
- [18] Nahata A, Heinz T F. Opt. Lett., 1998, 23 : 67
- [19] Cook D J et al. Chem. Phys. Lett., 1999, 309 : 221