光电技术及应用

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.20260318001

扫频脉冲频时映射系统中非线性相位对测频性能的影响

陈展鹏，张博文，钟　欣*

（西南电子设备研究所 微波光子技术四川省重点实验室，成都 610036）

摘　要： 针对光学傅里叶变换系统中扫频光非线性相位对系统输出信号的影响开展研究。首先，理论推导了扫频光含三次非线性相位时系统输出信号的时域表达式。在此基础上，从理论上预测并仿真验证了该扫频光的非线性相位对输出信号的影响规律。仿真结果表明，扫频光的三次非线性相位会导致输出信号脉冲发生畸变，产生振荡型拖尾；且扫频光线线性度越差（即非线性相位越显著），系统的多频信号测量精度和频率分辨率越低。研究结果可为抑制扫频光非线性相位引起的光学傅里叶变换系统性能恶化提供理论参考。

关键词： 微波光子；频时映射；色散介质；非线性相位

中图分类号： TN29　**文章编号：** 1001－5868(2026)03－0556－08

Impact of Nonlinear Phase on Frequency Measurement Performance in a Frequency-to-Time Mapping System Using Chirped Pulses

CHEN Zhanpeng, ZHANG Bowen, ZHONG Xin

(**Sichuan Provincial Key Laboratory of Microwave Photonics Technology, Southwest China Research Institute of Electronic Equipment, Chengdu 610036, CHN**)

Abstract: This paper investigates the impact of nonlinear phase in frequency-swept light on the output signal of an optical Fourier transform system. The time-domain expression of the system output signal is theoretically derived for the case where the swept light contains a cubic nonlinear phase term. The effect of the nonlinear phase in the frequency-swept light on the system output signal is theoretically predicted and validated through simulations. The simulation results show that the cubic nonlinear phase causes pulse distortion in the output signal and generates oscillatory pulse trailing artifacts. As the nonlinearity-induced degradation in sweep linearity becomes more severe, both the measurement accuracy of multi-frequency signals and the frequency resolution of the system deteriorate. These findings provide a useful reference for mitigating the performance degradation of optical Fourier transform systems caused by nonlinear effects in swept light.

Key words: microwave photonics; frequency-to-time mapping; dispersion; nonlinear phase

0　引言

随着无线通信技术的快速发展，电磁环境向高频化、宽带化方向持续演进[1]。在此背景下，对超宽带微波信号进行实时获取、识别与参数测量，已成为频谱感知和电磁监测领域的重要研究内容[2]。然而，基于纯电子学的传统微波频率测量方法在处理超宽带、高频信号时，受限于电子器件带宽、采样速率以及电磁干扰等因素，难以兼顾大带宽测量、高

收稿日期：2026－03－18.

*通信作者：钟　欣

分辨率和实时性。微波光子技术结合光学系统大带宽、低损耗和强抗电磁干扰等优势，为宽带瞬时频率测量提供了新的解决方法[3-5]。

基于微波光子技术的频率-时间映射测频法是当前实现超宽带多频信号频率测量的重要途径[6-13]。该方法首先利用电光调制将待测微波信号加载到光载波上，实现电域到光域的转换；随后，借助具有特定时间响应特性的光学系统，使不同射频频率对应的光信号在时间域上呈现不同的到达时刻、时间延迟或时间序列特征；最后，由此建立微波频率与时间信息之间的映射关系以实现频率测量。传统的频时映射方案通常利用精确互补正、负色散介质对光脉冲进行时域拉伸与压缩，将微波信号的频率映射为脉冲时间差，并借助测量时间信息反推频率信息。然而，在实际系统中，色散匹配误差以及光源非理想特性都会降低映射精度，进而限制系统性能。

针对上述问题，本文提出一种改进方案：采用参数可调的扫频高斯脉冲作为光载波，并利用与扫频方向相匹配的色散介质实现时域压缩，从而完成频率到时间的映射。相较于依赖严格正负色散互补的方案，该方法可通过调节扫频速率与色散量，实现更加灵活的参数匹配，从而有利于降低残余二阶色散对系统性能的影响。在基于扫频高斯脉冲的频时映射方案中，实际扫频光通常包含高阶非线性相位项，这些非理想因素会在时域压缩过程中引起脉冲展宽和信号幅度下降，进而影响系统分辨能力。因此，围绕扫频光非线性相位对光学傅里叶变换系统的影响展开研究。首先，建立包含三次非线性相位的扫频光模型，推导系统输出信号的时域表达式，分析非理想扫频光条件下时域压缩脉冲的形成机理；随后，结合 Airy 函数特性，分析扫频光非线性相位对脉冲幅度、拖尾宽度及拖尾方向的影响；最后，通过数值仿真对理论分析进行验证，并揭示扫频光非线性相位对系统频率分辨率的恶化规律。研究结果可为扫频光驱动的频时映射系统参数优化及非线性失真抑制提供理论依据。

1　基本原理

图 1 展示了光子实时傅里叶变换的基本原理。由扫频激光器产生线性调频的光载波信号，经过电光调制器将待测微波信号调制到光载波上，然后输入色散方向与扫频光啁啾方向相匹配的色散介质，调制后的扫频光脉冲被时域压缩成窄脉冲，经光电探测器转换为电信号后可用示波器观察结果。光载波与微波调制产生的信号边带被时域压缩到不同位置，根据微波信号的频率不同，时域压缩后的脉冲时间间隔也不同，因此待测信号的频率信息被映射为时域信息。

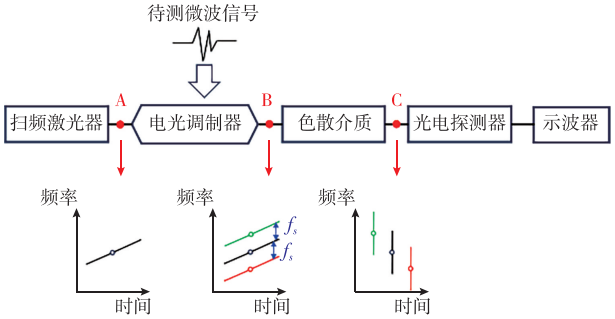


图 1　基于扫频脉冲与时域压缩的光子实时傅里叶变换系统

理想情况下，扫频激光器产生的线性调频光载波被色散量匹配的色散介质完全压缩，系统输出信号可表示为[6]：

$$r(t)\propto\exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\left[P_e\left(\frac{t}{\beta_2 z}-\omega_s\right)+P_e\left(\frac{t}{\beta_2 z}+\omega_s\right)\right] \tag{1}$$

式中，复指数部分为相位因子，不会影响输出脉冲的形状和时域位置；第二部分为微波信号调制产生的边带时域压缩后的脉冲；P_e 表示扫频光脉冲包络函数 $p_e(t)$ 的频谱，表明在时域压缩后，形成的脉冲形状为扫频光脉冲包络的频谱在时间上的映射；ω_s 表示待测微波信号的频率。公式(1)是在抑制载波双边带调制的前提下推导而出，因此不含载波对应的参考脉冲，仅包含调制信号产生的一阶边带对应的信号脉冲。两个信号脉冲之间的时间间隔可由公式(2)表示，实现频率信息到时间信息的映射：

$$\Delta t_s=2\beta_2 z\omega_s \tag{2}$$

然而，实际中的扫频光源是由激光腔、调谐器件、驱动电路等部件组成的复杂动态系统，其中的各种热效应、注入电流抖动以及调谐器件本身的非线性，都会使输出的扫频光偏离理想的线性调频。因此，在一个有限扫频区间内，通常可采用泰勒展开对瞬时频率进行近似描述[14-15]：

$$f_{\text{real}}=f_0+kt+\alpha t^2+\beta t^3 \tag{3}$$

从公式(3)中可以看出，实际线性调频光信号的频率中除线性调频部分，还包含时间高阶非线性

项。这部分非理想因素在通过色散介质时，无法被单一的二阶色散量抵消，最终会导致时域压缩后的脉冲形状出现畸变。

非理想的线性调频光脉冲可表示为：

$$p_0(t)=p_e(t)\exp\left[j\left(\omega_0 t+\frac{1}{2}kt^2+\alpha t^3\right)\right] \tag{4}$$

式中，ω_0为扫频光中心频率，k为扫频速率，α为三次非线性相位系数。$\omega_0 t+kt^2/2$表示理想线性调频相位；αt^3为附加三次相位项，用于描述扫频过程中主导的非线性失真，该项在瞬时频率中表现为二次非线性项。本文仅考虑该最低阶非线性项，而忽略更高阶非线性分量。假设待测微波信号为频率为ω_s的单频信号，表示为$s(t)$，电光调制器采用小信号调制方式，调制后的输出信号为：

$$p_M(t)=p_0(t)\left[a+bs(t)\right] \tag{5}$$

式中，a，b系数分别决定载波和正负一阶边带的相对幅度。由于只需信号脉冲之间的时间间隔即可反推出待测微波信号频率，可令$a=0$，即采用抑制载波的调制方式：

$$p_M(t)=bp_0(t)s(t) \tag{6}$$

携带微波信息的光脉冲经过色散介质时域压缩后，输出信号可表示为：

$$\begin{aligned}r(t)=p_M(t)\otimes\exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)=\int p_M(\tau)\exp\left[j\frac{(t-\tau)^2}{2\beta_2 z}\right]\mathrm{d}\tau\propto\\ \int p_e(\tau)\exp\left[j\varphi(\tau)\right]s(\tau)\exp\left[j\frac{(t-\tau)^2}{2\beta_2 z}\right]\mathrm{d}\tau\propto\\ \exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\int p_e(\tau)s(\tau)\exp\left\{j\left[\varphi(\tau)+\frac{\tau^2}{2\beta_2 z}\right]\right\}\exp\left(-j\frac{t}{\beta_2 z}\tau\right)\mathrm{d}\tau\end{aligned} \tag{7}$$

在公式(7)中，令：

$$q(\tau)=p_e(\tau)\exp\left\{j\left[\varphi(\tau)+\frac{\tau^2}{2\beta_2 z}\right]\right\} \tag{8}$$

则可进一步化简为：

$$\begin{aligned}r(t)=p_M(t)\otimes\exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\propto\\ \exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\int q(\tau)s(\tau)\exp\left(-j\frac{t}{\beta_2 z}\tau\right)\mathrm{d}\tau\propto\\ \exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\mathcal{F}_{\tau\to\Omega}{}^{-1}\left[q(\tau)s(\tau)\right]_{\Omega=\frac{t}{\beta_2 z}}\propto\\ \exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\left[Q(\Omega)\otimes S(\Omega)\right]_{\Omega=\frac{t}{\beta_2 z}}\end{aligned} \tag{9}$$

式中，$\mathcal{F}^{-1}$是傅里叶逆变换符号，$Q(\Omega)$和$S(\Omega)$分别是$q(\tau)$与$s(\tau)$的频谱函数。由于待测信号是频率为ω_s单频信号，公式(9)可进一步化简为：

$$r(t)\propto\exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\left[Q(\Omega-\omega_s)+Q(\Omega+\omega_s)\right]_{\Omega=\frac{t}{\beta_2 z}} \tag{10}$$

对比公式(10)与公式(1)可以看出，在线性调频脉冲含有非线性频率项的情况下，光学傅里叶变换系统的输出信号的时域形式与理想线性调频光脉冲情况下的输出信号形式相同。区别在于，非理想情况下时域压缩后的脉冲形状不再是P_e，而是一个包含啁啾光脉冲非理想相位$\exp(j\alpha t^3)$和色散补偿量$\exp(jt^2/2\beta_2 z)$的复合函数Q。

对Q作进一步解析推导，可得到Q的表达式如公式(11)所示，其中Ai是第一类Airy函数。该式表明，非理想情况下时域压缩后的脉冲形状是啁啾光脉冲包络的频谱函数与Airy函数的卷积。此外，公式(11)还揭示了二阶色散量的本质作用，即引入与扫频光二次相位相反的相位补偿量，从而实现时域压缩。当色散量满足$k\beta_2 z=-1$时，二次相位被完全抵消，扫频光中只剩非理想的三次相位。

$$\begin{aligned}Q(\Omega)=\int p_e(\tau)\exp\left\{j\left[\varphi(\tau)+\frac{\tau^2}{2\beta_2 z}\right]\right\}\exp\left(-j\Omega\tau\right)\mathrm{d}\tau=\\ \int p_e(\tau)\exp\left[j\left(\omega_0\tau+\frac{1}{2}k\tau^2+\right.\right.\\ \left.\left.\alpha\tau^3\right)\right]\exp\left(j\frac{\tau^2}{2\beta_2 z}\right)\times\\ \exp\left(-j\Omega\tau\right)\mathrm{d}\tau=\int p_e(\tau)\exp\left(j\alpha\tau^3\right)\times\\ \exp\left[\underbrace{j\tau^2\left(\frac{k}{2}+\frac{1}{2\beta_2 z}\right)}_{\text{色散量与啁啾量抵消}}\right]\exp\left[-j(\Omega-\omega_0)\tau\right]\mathrm{d}\tau=\\ \mathcal{F}_{\tau\to\Omega}\left[p_e(\tau)\exp\left(j\alpha\tau^3\right)\right]_{\Omega=\frac{t}{\beta_2 z}}\propto P_e(\Omega-\omega_0)\otimes\\ \frac{2\pi}{(3\alpha)^{1/3}}Ai\left[-\frac{\Omega-\omega_0}{(3\alpha)^{1/3}}\right]_{\Omega=\frac{t}{\beta_2 z}}\end{aligned} \tag{11}$$

将公式(11)代入公式(10)，可以得到系统输出信号时域表达式的最终形式：

$$r(t)\propto\exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\left[P_e(\Omega-\omega_0)\otimes\frac{2\pi}{(3\alpha)^{1/3}}\times Ai\left(-\frac{\frac{t}{\beta_2 z}-\omega_0-\omega_s}{(3\alpha)^{1/3}}\right)\right]+\exp\left(j\frac{t^2}{2\beta_2 z}\right)\times\left[P_e(\Omega-\omega_0)\otimes\frac{2\pi}{(3\alpha)^{1/3}}Ai\left(-\frac{\frac{t}{\beta_2 z}-\omega_0+\omega_s}{(3\alpha)^{1/3}}\right)\right] \tag{12}$$

从公式(12)中可以发现，两个信号脉冲之间的时间间隔同样可以表示为 $\Delta t_s=2\beta_2 z\omega_s$，即在线性调频光具有非理想项的情况下，频时映射的关系仍然成立，但信号脉冲的时域形状变成了 Airy 函数。如图 2 所示，第一类 Airy 函数的图像特征为当自变量 x 趋于正无穷时，函数值指数衰减；当自变量趋于负无穷时，函数值振荡衰减。由此可见，含有三次非线性的扫频脉冲时域压缩后的脉冲形状会出现一侧振荡衰减的拖尾。

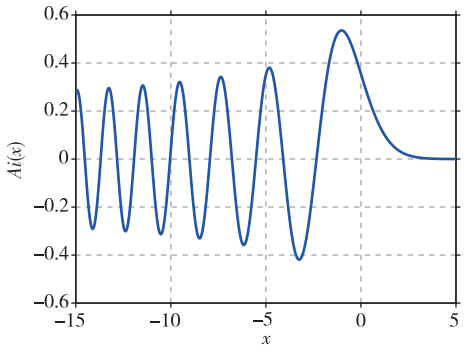


图 2　第一类 Airy 函数图像

输出信号中的 Airy 函数并非单纯的数学形式，而对应于扫频光脉冲在存在三次非线性相位时经色散压缩后的典型时域响应。其形成原因是残留的三次非线性相位会使不同频率分量在压缩过程中产生不均匀的群时延分布，导致各频率分量无法在主峰处完全同步叠加，部分能量泄露到主峰一侧并形成振荡衰减拖尾。

从频域角度来看，三次相位项的傅里叶变换核对应于 Airy 函数，即时域压缩后的脉冲不再是理想压缩脉冲，而表现为 Airy 函数型脉冲响应。Airy 函数的物理意义在于刻画了当扫频光线性度下降时，系统输出脉冲由“理想时域压缩”向“非理想时域压缩”的演化规律。因此，图 2 不仅给出了 Airy 函数的数学函数形态，也直观反映了系统输出脉冲畸变的物理特征。

结合公式(12)与 Airy 函数的有关性质可以得出：(1)三阶非线性相位的系数 α 充当了 Airy 函数的横向缩放参数，当 α 增大 Airy 函数被横向拉伸时，时域压缩后的脉冲拖尾会变长；(2)信号脉冲幅度系数中包含参数 α，当 α 增大时，脉冲幅度降低，反之则增大；(3)α 的正负会影响拖尾出现的方向，当线性调频光脉冲为正向啁啾，即 $k>0$ 时，二阶色散为了与其抵消，色散符号为负，即 $\beta_2 z<0$，此条件下，若 $\alpha>0$，则会在脉冲主峰左侧出现拖尾，其他情况同理。

若输入待测微波信号为多频信号，可表示为：

$$s(t)=\sum_{n=1}^{N}A_n\cos\left(\omega_n t+\varphi_n\right) \tag{13}$$

式中，A_n，ω_n 和 φ_n 分别表示第 n 个频率分量的幅度、角频率和初始相位。由于小信号调制及后续色散传输过程在本文分析条件下可视为线性系统，系统输出可表示为各频率分量对应输出脉冲的线性叠加。换而言之，在多频输入情形下，输出信号仍由若干个满足频时映射关系 $t_n=2\beta_2 z\omega_n$ 的压缩脉冲组成。

此外，当脉冲拖尾会导致测量多频信号时，信号脉冲之间发生混叠的最小时间间隔比理想条件下更大，因此系统的频率分辨率会恶化。并且拖尾之间的干涉叠加也会产生干扰峰，系统的多频信号测量精度也会降低。

对于非线性相位，可以用线性度来量化。定义线性度 L 为扫频范围内的最大频率偏差与扫频带宽的比值，即：

$$L=\frac{\max\left(|f_{\text{real}}-f_{\text{ideal}}|\right)}{B} \tag{14}$$

由于线性调频光的瞬时相位表示为 $\varphi(t)=\omega_0 t+kt^2/2+\alpha t^3$，瞬时频率可表示为：

$$f_{\text{real}}=\omega_0+kt+3\alpha t^2 \tag{15}$$

则线性度可表示为：

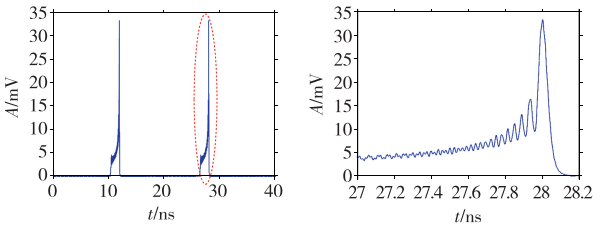
$$L=\frac{\max\left(|3\alpha t^2|\right)}{B} \tag{16}$$

线性度 L 表征了扫频范围内实际频率与理想扫

频频率的最大偏差程度。实际频率与理想频率的偏差越大，扫频线性度越差，则线性度L越大。

2 仿真验证

为验证前文的分析，使用Matlab对图1所示的系统进行仿真，其中扫频光脉冲采用公式(4)所示的非理想线性调频模型。为模拟1 550 nm的常用光波段，中心频率设置为193.5 THz。扫频速率与扫频时间的确定可根据实际情况先用时间-带宽积$B\tau\approx1$来粗略估算数量级，此处τ表示时域压缩后的脉冲宽度。例如当扫频带宽设为50 GHz时，时域压缩后的脉冲宽度约为20 ps。图3的仿真中扫频速率设为$k=2$ GHz/ns，扫频时间$t=40$ ns，对应扫频带宽$B=kt=80$ GHz，色散量按$k\beta_2 z=-1$的匹配条件设置，以抵消扫频光的理想线性调频相位。扫频非线性程度用公式(16)定义的线性度L来表征。线性度设为$L=0.04$，表示非理想的扫频频率相较于理想扫频频率的最大频率偏差为$LB=3.2$ GHz，可根据公式(16)转换成系数α。仿真参数设置完成后，将16 GHz的待测微波信号加载到光信号上，时域压缩后的输出结果如图3所示。可以发现，信号脉冲主峰左侧有明显的拖尾，放大后可观察到拖尾呈现振荡衰减趋势，这些特征均与Airy函数吻合。



(a) 仿真结果　(b) 局部放大图

图3　扫频光包含非线性相位时的仿真结果与局部图

保持其他参数不变，将扫频光脉冲线性度从0.02增加到0.08，步进为0.02，并且保持频率偏差均为正偏差。图4展示线性度分别为0，0.02，0.04，0.06，0.08的扫频光时频曲线对比，其中红色虚线线性度$L=0$，表示理想线性调频曲线。由于非理想项仅考虑三次非线性相位αt^3，对应二次频率非线性，且仿真中设置为正偏差，图4中时频曲线呈开口向上的二次函数曲线状。当非理想的时频曲线偏离理想时频曲线越远，即三次非线性相位的系数α越大时，表明扫频光线性度越差。

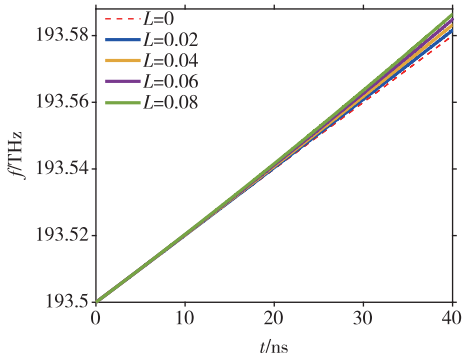
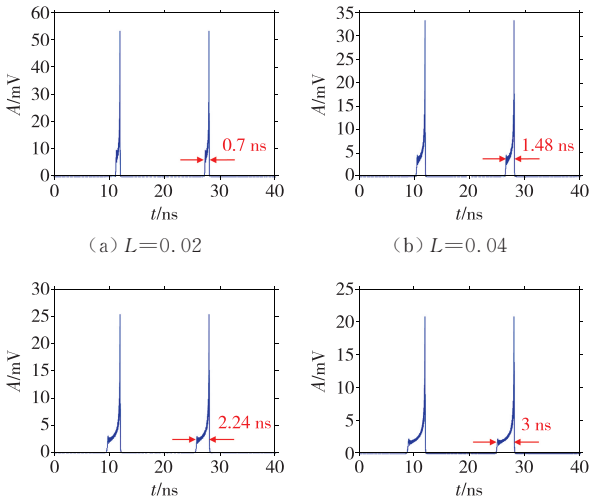


图4　不同线性度的扫频光时频曲线对比

图5是在输入相同频率的信号后，不同线性度下的仿真结果对比。可以发现，随着扫频光线性度变差，时域压缩后的脉冲拖尾宽度增加且脉冲幅度降低，与前文中的推论一致。



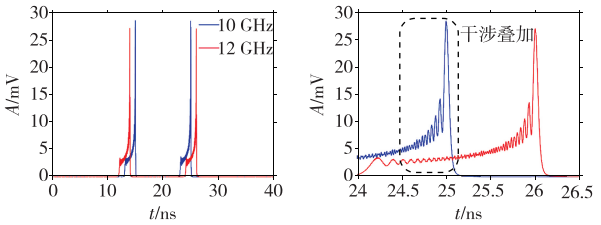
(a) $L=0.02$　(b) $L=0.04$

(c) $L=0.06$　(d) $L=0.08$

图5　扫频光线性度L取不同值时的仿真结果对比

对于多频信号的测量，非线性导致的脉冲拖尾会使得相近频率的信号脉冲之间的混叠变得更严重，从而恶化测频精度与频率分辨率。设置扫频速率$k=2$ GHz/ns，扫频时间$t=40$ ns，线性度$L=0.05$，先分别输入频率为10 GHz和12 GHz的单频信号，图6展示了其系统输出信号的相对位置。从图6(b)的放大图中可发现，两个信号脉冲的间隔小于脉冲拖尾的宽度，12 GHz信号脉冲的拖尾进入了10 GHz信号脉冲主峰附近，该部分产生干涉叠加后会形成局部极大值，干扰真实信号脉冲峰的检测。

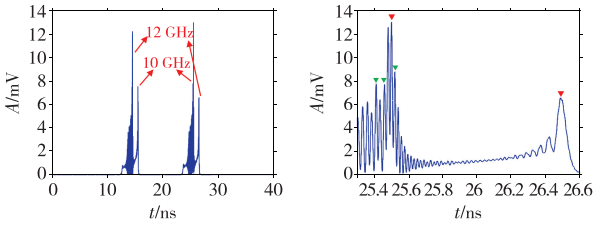
如图7(a)为直接输入10 GHz与12 GHz双音信号的仿真结果，图7(b)为右侧信号脉冲的放大图，其中红色箭头标记的为正确的信号脉冲峰，绿色箭头标记的是混叠后产生的干扰峰。可以发现，



（a）仿真结果　　（b）局部放大图

图 6　10 GHz 与 12 GHz 单音微波信号仿真结果与局部图

在 10 GHz 信号脉冲峰两侧的干扰峰已经与 12 GHz 信号脉冲的幅度相当。如果通过 ADC 采样来确定脉冲峰值，则容易误采到干扰峰，导致频率测量误差或误判有其他频率的信号。



（a）双音信号仿真结果　　（b）局部放大图

图 7　L=0.05 下 10/12 GHz 双音信号仿真结果及局部图

设扫频速率 k=2 GHz/ns，扫频时间 t=40 ns，10/11.8 GHz 的双音信号作为输入射频信号。在此条件下，将线性度 L 从 0.03 增加到 0.12，测量输出信号中拖尾干涉叠加产生的最大干扰峰与真实信号主峰的偏移值，结果如图 8 所示。图中红色点为干扰峰与主峰的相对偏移值，蓝色曲线为拟合曲线，反映了偏移量与线性度 L 的关系。可以发现，随着 L 的增大，拖尾重叠产生的干扰峰相对主峰的偏移量也增大。干扰峰相对信号脉冲主峰的偏移量可表示为 $\delta_t=|t_{err}-t_{main}|$，其中 t_{err} 是由拖尾叠加产生的局部极大值位置，t_{main} 是真实信号的主峰位置。由 Airy 函数拖尾的振荡特性可知，δ_t 主要受振荡拖尾宽度影响，线性度 L 越大，拖尾越宽，振荡旁瓣间距越大，则干涉叠加形成的干扰峰偏离主峰越远，这一规律与图 8 吻合。

为验证非线性导致的脉冲拖尾对系统频率分辨率的恶化作用，输入相同的双音信号，对比其在不同线性度下的仿真结果。保持扫频速率与扫频时间不变，设置扫频光线性度 L 分别为 0，0.005，0.01，0.015。在四种线性度条件下，先分别输入 10 GHz 和 10.1 GHz 的单频信号，仿真结果如图 9(a)～(d)；再同时输入 10 GHz 和 10.1 GHz 的双音信号，仿真结果如图 9(e)～(h)所示。

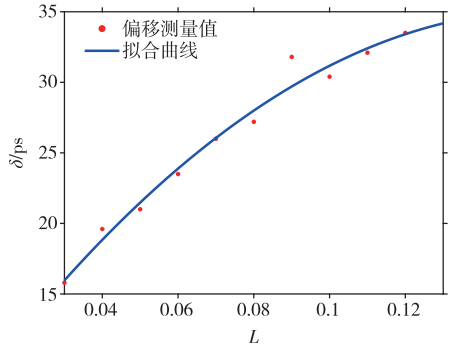
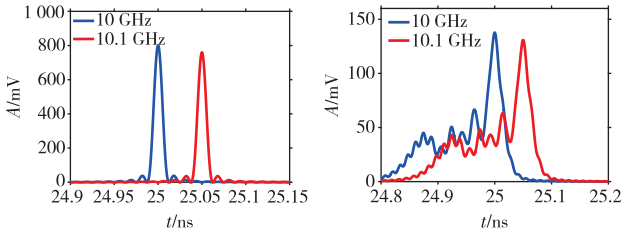
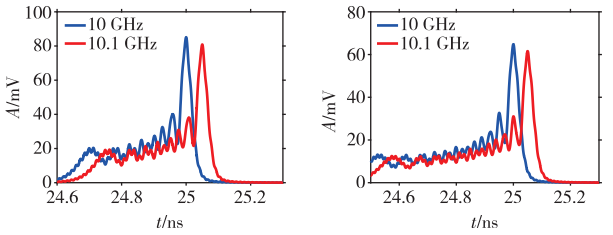


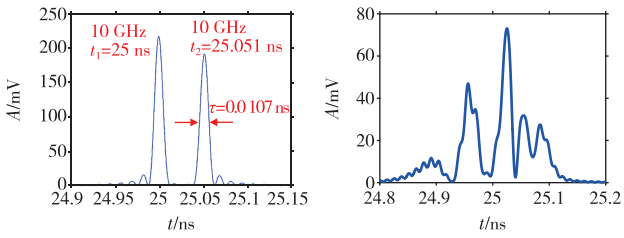
图 8　干扰峰的偏移距离与线性度的关系



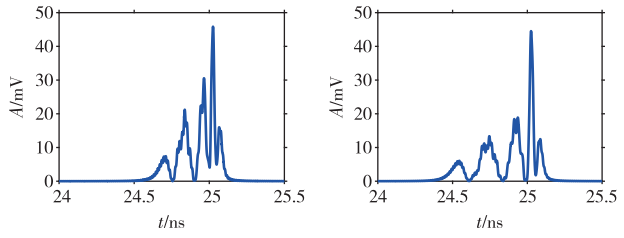
（a）L=0，单音信号脉冲　　（b）L=0.005，单音信号脉冲



（c）L=0.01，单音信号脉冲　　（d）L=0.015，单音信号脉冲



（e）L=0，双音信号仿真结果　　（f）L=0.005，双音信号仿真结果



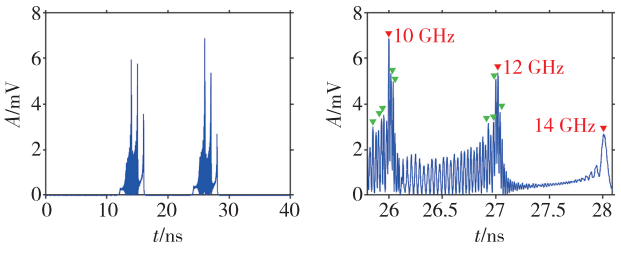
（g）L=0.01，双音信号仿真结果　（h）L=0.015，双音信号仿真结果

图 9　不同线性度下 10/10.1 GHz 微波信号的单音信号脉冲与双音信号仿真结果

图 9(a)和图 9(e)是理想扫频脉冲条件下的仿真结果，10 GHz 与 10.1 GHz 的信号脉冲时间差 $\Delta t=t_2-t_1$=51 ps，脉冲半高宽 τ=10.7 ps。在频时映射系

统中，通常将两个频率可分辨的条件定义为其信号脉冲时间差大于脉冲半高宽，即$\Delta t>\tau$，可见图9(e)中的信号脉冲完全满足条件，因此该仿真参数下的系统可区分的最小频率间隔$\Delta f<100$ MHz。随着线性度L的增大，如图9(a)～(d)展示的单频信号仿真结果，两个信号脉冲的拖尾重叠程度加剧，在其对应的双音信号仿真结果中，干涉叠加导致的畸变也越来越严重。当$L=0.015$时，两个信号脉冲主峰已经高度重叠，对应的双音信号仿真结果中拖尾干涉叠加形成了一个很高的脉冲峰，10 GHz与10.1 GHz的信号脉冲已经彻底无法区分，此时系统可以分辨的最小频率间隔$\Delta f>100$ MHz。图9的仿真结果表明，扫频光中残留的非线性相位会导致脉冲产生拖尾，使得原本能够被区分的相近频率的信号脉冲干涉叠加，造成脉冲的偏移、分裂等畸变，从而显著降低系统对相邻频率分量的可分辨性。

为进一步说明本文结论对三音及以上多频场景的适用性，在保持其他仿真参数与图7相同的条件下，进一步设置输入信号为三音信号，频率分别为10 GHz，12 GHz和14 GHz，仿真结果如图10所示。系统输出信号中仍可观察到与三个频率分量相对应的压缩脉冲，如图10(b)中红色箭头标注。图10(b)中绿色箭头标注的是干扰峰，与图7对比可以发现其数量高于双音信号仿真结果中的干扰峰，这是因为三音输入时的仿真结果相对应有三个信号脉冲，相较于双音输入情形，其仿真结果中额外增加了一个干扰峰来源。此外，三个脉冲拖尾之间交叉干扰也更加复杂，中间频率分量甚至可能同时受到两侧拖尾的共同影响。



(a) 三音信号仿真结果　(b) 局部放大图

图10　$L=0.05$下10/12/14 GHz三音信号仿真结果与局部图

图10的仿真结果说明，前文所述的频时映射关系不仅适用于双音信号，也适用于一般的多频输入场景。仿真结果同时验证了关于非线性相位导致测频精度下降和频率分辨率恶化的结论，并且随着输入频率分量数目的增加，系统的性能退化将更明显。对于更高阶多频输入，其输出形式仍可视为各频率分量对应信号脉冲的线性叠加，因此实验所得结论具有普适性。

3　结语

本文研究光学傅里叶变换系统中扫频光脉冲非线性相位对频时映射性能的影响。通过理论推导并仿真验证了在扫频光包含三次非线性相位的情况下，时域压缩后的信号脉冲形状为第一类Airy函数。进一步分析表明，Airy函数的拖尾使得系统能够区分的最小信号脉冲间隔增大，导致频率分辨率降低；同时拖尾之间干涉叠加产生的杂峰会使得多频信号测量时的频率测量误差增大。

后续工作将进一步围绕非线性抑制和系统优化开展研究。一方面，可结合实际扫频光源的动态特性，建立包含更高阶相位项、器件响应和噪声因素在内的非理想模型，以更准确评估工程条件下的系统性能。另一方面，可研究非线性抑制与补偿方法以提升频时映射精度，例如在扫频光源驱动端引入预失真技术，对调谐控制信号进行反向校正，从而改善扫频线性度；或从色散设计方面进行优化，引入高阶色散对扫频光中相应的高阶非线性相位进行补偿，以降低非线性相位引起的脉冲拖尾和峰值畸变。相关研究有望进一步提高系统的频率分辨率、多频信号测量精度及工程实用性。

参考文献：

[1] Marpaung D, Yao J, Capmany J. Integrated microwave photonics[J]. Nature Photonics, 2019, 13(2): 80-90.

[2] Nguyen V T, Villain F, Le Guillou Y. Cognitive radio systems: overview and challenges[C]//2011 3rd International Conference on Awareness Science and Technology (iCAST), 2012: 497-502.

[3] Capmany J, Novak D. Microwave photonics combines two worlds[J]. Nature Photonics, 2007, 1(6): 319-330.

[4] 王　彬，郑　飞，洪　旭，等. 超宽带微波光子频谱感知集成技术综述[J]. 空间电子技术，2026，23(1)：17-35.
Wang Bin, Zheng Fei, Hong Xu, et al. Recent progress in integrated ultra-broadband microwave photonic spectrum sensing [J]. Space Electronic Technology, 2026, 23(1): 17-35.

[5] Yao J, Capmany J. Microwave photonics[J]. Science China Information Sciences, 2022, 65(12): 221401.

[6] Wang S, Wu G, Sun Y, et al. Photonic compressive receiver for multiple microwave frequency measurement [J]. Optics

Express, 2019, 27(18): 25364.

[7] Zhou F, Chen H, Wang X, et al. Photonic multiple microwave frequency measurement based on frequency-to-time mapping[J]. IEEE Photonics Journal, 2018, 10(2): 5500807.

[8] Zhang B, Zhu D, Lei Z, et al. Impact of dispersion effects on temporal-convolution-based real-time Fourier transformation systems [J]. Journal of Lightwave Technology, 2020, 38(17): 4664-4676.

[9] Wang Y, Yang S, Yang B, et al. Photonic real-time Fourier transform *via* optical phase conjugation [J]. Optics Letters, 2025, 50(11): 3632-3635.

[10] Zhou P, Tang Z, Zhu J, et al. Instantaneous frequency measurement using photonics-assisted broadband signal generation and processing[J]. IEEE Microwave and Wireless Technology Letters, 2023, 33(5): 619-622.

[11] Nguyen T A, Chan E H W, Minasian R A. Photonic radio frequency memory using frequency shifting recirculating delay line structure [J]. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(1): 99-106.

[12] Zhang B, Zhu D, Chen H, et al. Microwave frequency measurement based on an optically injected semiconductor laser [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2020, 32(23): 1485-1488.

[13] Zhu B, Xue M, Yu C, et al. Broadband instantaneous multi-frequency measurement based on chirped pulse compression [J]. Chinese Optics Letters, 2021, 19(10): 101202.

[14] Ahn T J, Kim D Y. Analysis of nonlinear frequency sweep in high-speed tunable laser sources using a self-homodyne measurement and Hilbert transformation[J]. Applied Optics, 2007, 46(13): 2394-2400.

[15] Ahn T J, Lee J Y, Kim D Y. Suppression of nonlinear frequency sweep in an optical frequency-domain reflectometer by use of Hilbert transformation[J]. Applied Optics, 2005, 44(35): 7630-7634.

作者简介：

陈展鹏(2001—)，男，四川省泸州市人，硕士研究生，主要研究方向为微波光子技术；

钟　欣(1978—)，男，四川省成都市人，博士，研究员，主要研究方向为微波光子系统与处理技术。