适用于冷原子干涉仪、具备快速切换能力的紧凑型多频道射频脉冲序列发生器

Min Jiang,[1] Si-Bin Lu*,[1] Yang Li,[1,2] Chuan Sun,[1,2] Zhan-Wei Yao,[1,3] Shao-Kang Li,[1] Hong-Hui Chen,[1,2] Xiao-Li Chen,[1,2] Ze-Xi Lu,[1,2] Yin-Fei Mao,[1,2] Run-Bing Li*,[1], 3, 4 Jin Wang,[1,3,4] 和 Ming-Sheng Zhan[1,3,4]

[1]磁共振与原子分子物理国家重点实验室，中国科学院精密测量科学与技术创新研究院，中国科学院，武汉 *430071*，中国[2]中国科学院大学物理学院，北京 *100049*，中国[3]合肥国家实验室，合肥 *230088*，中国[4]武汉量子技术研究院，武汉 *430206*，中国(*rbli@wipm.ac.cn)(*lusibin@apm.ac.cn(日期：2023年3月1日)

冷原子干涉仪已发展成为基础物理研究中的有力工具，目前正从实验室中的实现走向现实应用。射频（RF）信号发生器是控制激光器并操控原子不可或缺的组成部分。我们开发了一种高度紧凑的射频信号发生器，可快速切换频率，并对原子干涉脉冲序列的频率/振幅进行扫描。通过使用现场可编程门阵列（FPGA）控制八个直接数字频率合成器（DDS），生成多频道射频信号。我们进一步提出并验证了一种方法：在执行射频脉冲序列之前，将所有射频脉冲序列的参数预加载到DDS寄存器中，从而无需在现场可编程门阵列与直接数字频率合成器之间传输数据即可改变射频信号，大幅缩短了脉冲序列运行时的频率切换延迟。性能测试结果表明，生成的射频信号实现了119 ns的频率切换延迟和40 dB的谐波抑制比。生成的射频脉冲序列应用于冷原子干涉仪陀螺仪，原子干涉条纹的对比度达到38%。这种紧凑型多频道信号发生器具备快速切换和/或扫描频率与振幅的能力，可为现实中的原子干涉仪应用带来益处。

I. 引言

冷原子干涉仪（CAI），包括原子陀螺仪 [1–3], 重力仪 [4–8], 以及重力梯度仪 [9–11], 在精密测量领域有着广泛的应用。利用冷原子干涉仪，α人们测量了精细结构常数 [12] 和引力常数 G [13]，也检验了爱因斯坦等效原理 [14]。此外，利用高精度冷原子干涉仪还能探测引力波 [15], 并测量引力场曲率 [16]。在原子干涉仪中，原子由一系列复杂的光脉冲序列操控，这些序列由射频信号控制的声光调制器（AOM）产生，即图 1 （b）展示了原子干涉仪陀螺仪所需的脉冲序列，其脉冲宽度应尽可能短。因此，冷原子干涉仪离不开具备快速切换能力的多通道射频脉冲序列发生器。传统上，射频脉冲序列由商用信号发生器配合射频开关产生 [17]。这些设备占用空间大、功耗高，难以满足低尺寸、重量和功耗（SWaP）所要求的实际应用需求 [18]。射频脉冲序列也可以由压控振荡器产生，但其频率分辨率、稳定性和调制速率较低 [19]。

与此相反，数字直接频率合成器（DDS）产生的射频信号具有较高的稳定性、调制速率和精细分辨率，以及宽广的频率调节范围 [20]。利用现场可编程门阵列（FPGA）和直接数字频率合成器，已开发出用于实验的单频道 [21–24] 和多频道 [20, 25–27] 射频信号发生器，应用于冷原子物理。在上述情况下，用户输入参数由顶层现场可编程门阵列接收，然后传送至下一层的多个现场可编程门阵列，最终由最末级现场可编程门阵列加载到DDS芯片中。由于控制参数需要多次传送，最后还要加载到DDS寄存器中，以便在生成射频脉冲序列期间改变DDS输出信号的频率和/或振幅，因此射频信号发生器输出端出现新频率和/或振幅会有数十微秒的延迟。据我们所知，鲜有研究能够生成所有射频脉冲序列，并具备在数微秒内快速切换频率和/或振幅的能力，而这正是原子干涉仪所要求的。另一方面，这些发生器不够紧凑，无法生成冷原子干涉仪实际应用所需的多频道射频信号。

本文介绍了一种用于冷原子干涉仪的紧凑型多通道射频脉冲序列发生器，该发生器利用现场可编程门阵列控制多个直接数字频率合成器，具备快速切换能力。冷原子干涉仪所需的所有射频脉冲序列控制参数，都会在脉冲序列启动前加载到直接数字频率合成器的寄存器中，因此脉冲序列运行期间无需在现场可编程门阵列与DDS芯片之间传输数据，从而将脉冲序列执行期间频率和/或振幅的切换时间大幅缩短至119纳秒。得益于现场可编程门阵列的并行计算能力，可确保生成的射频脉冲序列具有同步性。通过将元件布置在尺寸仅为 $15 \times 15\,\mathrm{cm}^2$, 的印刷电路板上，并仔细规划多层布线，在载波频率为98.6兆赫时，生成的射频信号相位噪声达到 −72dBc/Hz@1Hz；载波频率高达400兆赫时，谐波抑制比达到40 dB。

比达到40 dB，载波频率最高可达400兆赫。该多通道射频脉冲序列发生器已应用于双环原子干涉仪陀螺仪，并观测到对比度为38%的原子干涉条纹。在第II节中，我们将详细介绍所提出的方案，包括硬件和软件设计。在第III节中，我们将对射频信号发生器的性能进行表征。最后，我们将在第IV节中进行总结并讨论其应用。

II. 设计概念

A. 概述

在冷原子干涉仪中，需要不同类型的光脉冲序列来操控原子，如图 1 (b) 所示。首先，利用二维冷却光对原子进行预冷，并使用三维冷却光将原子囚禁在磁光阱（MOT）中，同时还需要再泵浦光。为了将原子冷却至亚多普勒温度，通常采用偏振梯度冷却（PGC），这要求冷却激光的频率和强度快速同步扫描。其次，使用拉曼光和吹除光筛选原子速度并制备原子初态；拉曼光还通过由三个脉冲组成的定时序列（ /2- - /2）相干操控原子波包。最后，为了观测原子干涉条纹，利用探测光检测相干态的布居数；探测光通过切换冷却光和再泵浦光并改变其频率来产生。因此，构建冷原子干涉仪亟需快速切换和扫描的光脉冲序列，这通常通过由射频脉冲序列驱动的声光调制器来实现。

为生成上述所需的射频脉冲序列，我们采用一个现场可编程门阵列控制八个直接数字频率合成器，如图1 （a）所示。现场可编程门阵列是控制八频道射频脉冲时序的核心模块，它通过USB连接器与用户界面计算机连接以传输数据，并通过串行输入/输出、PROFILE和DRG引脚与DDS芯片连接。一旦现场可编程门阵列检测到外部触发信号的上升沿，八频道射频脉冲序列便会并行生成。同时，外部输入时钟信号通过时钟缓冲芯片分配给现场可编程门阵列和DDS芯片，作为它们的时钟源；12伏电源轨则需要经过5伏和3.3伏直流-直流转换器及低压差稳压器（LDO）转换为较低电压后，为现场可编程门阵列和直接数字频率合成器供电。充分利用DDS芯片的工作模式，我们生成了冷原子干涉仪所需的具备快速切换能力的多频道射频脉冲序列，如图1 （b）所示。在单音模式下，射频信号的频率最多可改变八次，这足以控制二维冷却光、拉曼光、吹除光和再泵浦光所需的射频脉冲序列。对于三维冷却光等复杂脉冲序列，需要同步控制射频信号的频率和振幅。在RAM模式下，整个射频脉冲的波形可分为八个频率片段，并且每个片段都可以在通过PROFILE引脚选中时启动新的波形。射频信号的频率由RAM模式控制，其振幅则在PGC阶段通过DRG模式进行扫描。因此，通过使用这三种模式设计FPGA软件，即可生成完整的射频脉冲序列。

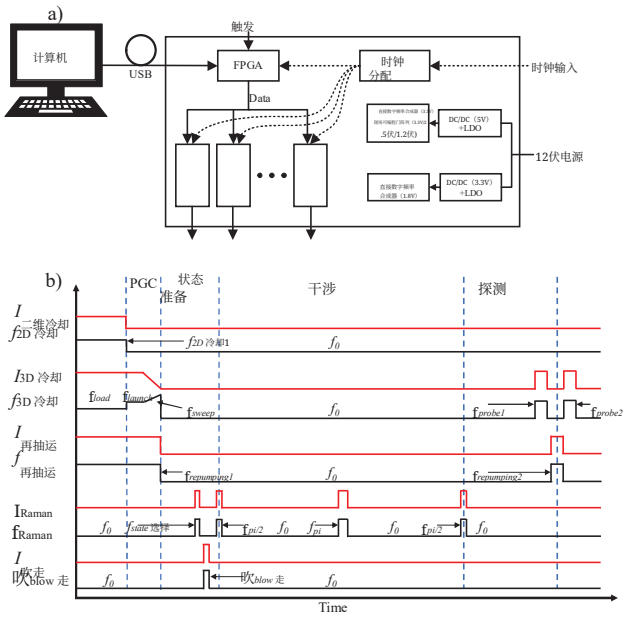


图1：多频道射频信号发生器的框图（a）以及冷原子陀螺仪所需的射频脉冲序列（b）。

B. 硬件设计

原子干涉过程要求射频信号能够按照时间表进行切换和扫频，且时间分辨率必须严格小于几微秒。不同射频脉冲序列启动时间之间的相对延迟应尽可能短。与按顺序执行命令的数字信号处理器或单片机相比，FPGA芯片具有强大的并行运算能力，并能确保信号同步，因此是可靠、精确地控制多频道射频信号的高效方式。本文选用Altera公司的FPGA芯片（EP4CE6E22C8）作为控制单元，并采用ADI公司的八个DDS芯片（AD9910）来生成多频道射频信号。这款DDS芯片的最高时钟频率为1 GHz，可提供最高400 MHz、分辨率为0.23赫兹的射频信号；它还集成了内部易失性存储器，可存储任意频率表，并在后续步骤之间设置可编程延迟后自动调用[28]。

元件布局对于生成性能良好的射频信号至关重要。数字信号和模拟信号应尽可能分开布线，以消除两类信号之间的干涉。如图 2所示，在我们的布局中，FPGA 以及连接 FPGA 和直接数字频率合成器的走线均布置在印刷电路板中央区域的数字区域内。

模拟信号布置在数字区域的两侧。直接数字频率合成器的互补输出电流信号通过巴伦变压器（ADT1-AWT）转换为单端电压信号。模拟电压信号经滤波器（LFCN-400）进一步进行低通滤波，并由固定增益放大器（MAR-4SM+）放大至约 5 分贝毫瓦后，从印刷电路板两侧输出为射频信号。

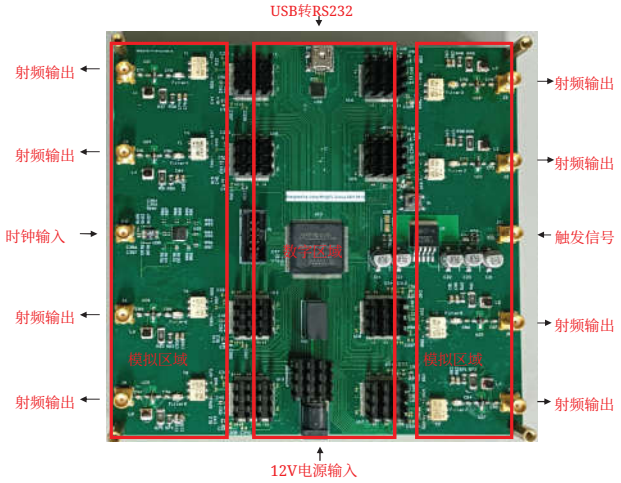


图 2：FPGA 和 DDS 电路板的印刷电路板，标出了主要输入/输出端口以及分隔开的数字/模拟区域。

印刷电路板左侧设有一个时钟信号输入端口和四个射频信号输出端口。首先，交流信号逻辑电平转换器（LT6957-2）将单端输入时钟信号转换为低压差分信号（LVDS），以增强共模噪声抑制能力。将转换得到的 LVDS 信号输入时钟分配器（SI53344）后，时钟分配器分别向现场可编程门阵列和八个直接数字频率合成器提供九路 LVDS 时钟信号。为避免时钟信号发送器与接收器之间发生能量反射，差分信号走线的差分阻抗匹配为 100 欧姆。印刷电路板右侧设有一个外部触发信号输入端口和另外四个射频信号输出端口。通过使用位于印刷电路板上方的 USB 转 RS232 芯片（CP2102N），现场可编程门阵列能够经由串行I/O端口，将用户输入参数（例如射频信号频率和/或振幅）载入 AD9910 的内部寄存器。印刷电路板由 12 V 电源供电，并配备板载 DC/DC 模块和低压差稳压器，为板上元件生成所需的电源轨。这种组合能够提高电源转换效率和电源纹波抑制能力。为消除数字芯片与模拟芯片之间的相互干扰，两者由独立的稳压器供电。AD9910 包含多个功能模块，例如串行通信模块、锁相环模块和数模转换器模块等。为实现最佳性能，这些模块应分别供电。例如，数字输入/输出端口、数模转换器模块和锁相环模块应分别由 3.3 V DVD-D、3.3 V AVDD 和 1.8 V AVDD 供电。最终，设计的印刷电路板在满负荷运行时通常消耗约 18 W 功率，占用面积为 $15 \times 15\,\mathrm{cm}^2$，其体积远小于商用射频信号发生器。

C. 软件设计

为了生成光脉冲序列，必须精心设计 FPGA 软件。如图 1(b) 所示，二维冷却光、拉曼光、吹除光和再泵浦光通过改变射频信号的频率进行切换，而三维冷却光则通过同时改变射频信号的频率和振幅进行控制。三维冷却光脉冲序列的设计较为复杂。尤其是在偏振梯度冷却阶段，需要线性增大频率失谐并降低冷却光的强度。充分利用 AD9910 中地址范围为 0x0E 至 0x15 的八个配置文件寄存器，即可高效生成上述光脉冲序列。在 AD9910 中，不同的配置文件寄存器包含不同的信号控制参数。每个配置文件均可独立访问。使用三个外部配置文件选择引脚（PROFILE [2：0]）选择所需的配置文件寄存器，即可启动新的波形。

图3 展示了用于生成拉曼光脉冲序列的配置文件寄存器配置。在此实现中，AD9910 采用单音模式，配置文件寄存器也成为单音配置文件寄存器，其中包含输出信号的频率、振幅和相位。单音配置文件 4(0x12)、1(0x0F)、2(0x10) 和 7(0x15) 中的射频信号频率分别用于产生态选择、π /2、π 和 π /2 光脉冲。选择单音配置文件 0(0x0E) 和 6(0x14) 时，射频信号频率会改变到远超声光调制器调制带宽的范围。配置单音配置文件寄存器后，在现场可编程门阵列上为每个光脉冲设置一个定时器。定时器超时后，改变 PROFILE [2：0] 引脚的状态，以选择配置文件寄存器中包含的另一组 DDS 控制参数，从而改变生成的射频波形。在图3中，单音配置文件寄存器地址下方对应的是 PROFILE [2：0]引脚状态。采用这种单音配置文件寄存器配置时，启动下一个波形只需改变一个 PROFILE 引脚。这样可以避免因 PROFILE [2：0] 引脚状态变化不同步而导致生成的射频脉冲序列发生错乱。二维冷却光、再泵浦光和吹除光的单音配置文件寄存器配置与拉曼光类似，此处不再赘述。

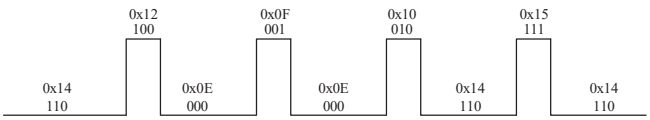


图 3：拉曼光脉冲序列单音配置文件寄存器的配置。

图 4 展示了三维冷却光脉冲的 RAM 配置文件寄存器配置。为了在 PGC 阶段后达到亚多普勒温度，需要采用脉冲序列

来依次扫描三维冷却光的频率失谐和强度，因此过程更加复杂。射频信号的频率和振幅需要连续扫描，而单音模式无法实现这一点，因为输出射频信号频率最多只能改变八次。幸运的是，借助 RAM模式，可以将 1024 个频率载入 1024×32 位 RAM 寄存器。在指定的播放速率下，射频信号频率最多可以改变 1024 次。在 RAM模式下，配置文件寄存器变为 RAM 配置寄存器，用于定义给定波形的采样数和采样率。相应数量的频率被载入地址为 0x16 的 RAM 寄存器中。我们不仅利用 RAM模式线性扫描射频信号的频率，还使用 DRG 模式线性扫描其振幅。RAM 配置寄存器（0x0F 和 0x15）被设为相同的频率，且远超声光调制器的调制带宽。

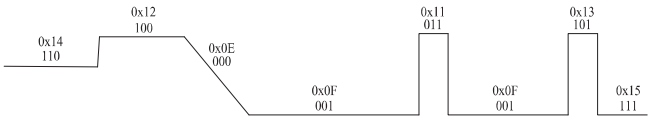


图 4：三维冷却光脉冲序列 RAM 配置文件寄存器的配置。

此外，为捕获共振双光子跃迁信号，需要扫描两台拉曼激光器之间的频率差；为获得干涉条纹，则需要扫描它们的相位差。在这两种情况下，检测到触发信号的上升沿后，频率和相位参数都应增加一个步进值。AD9910 的 DRG 模式不仅可以像上文所述那样斜坡调节射频信号的振幅，还可以扫描射频信号的频率或相位。同时，DRG 模式还支持通过 DRHOLD 引脚控制保持功能。当此引脚设为逻辑 1 时，DRG 会停在其最后状态；否则，DRG 正常运行。利用这两项功能，每次触发时都可以将射频信号的频率或相位值向前推进一个步进。在我们的实现中，当现场可编程门阵列受到外部信号触发时，DRCTL 引脚将设为逻辑 1，以便在一个步进的时间间隔内扫描频率/相位。随后，DRHOLD 引脚将设为逻辑 1，使其在指定时间内保持所需的频率或相位值。最后，DRCTL 引脚和 DRHOLD 引脚将设为逻辑 0，以负斜率进行斜坡变化，从而在再次触发后从下限重新开始斜坡扫描。

为了方便更改射频信号参数，我们设计了一种 UART 通信协议。连续接收的十个字符组成一个 80 位数据包。每次通信接收到的第一个字节指定通道编号，后续数据对应射频信号控制参数。现场可编程门阵列上的状态机负责解析这些字节，并将数据发送到相应位置。借助这种预先定义的 UART 通信协议，该系统可与多种商用软件配合使用，例如 LabVIEW，也可使用其他编程语言。收到所有用户输入参数后，现场可编程门阵列将重新配置八个 AD9910，以更新输出的射频脉冲序列。

III. 性能

利用现场可编程门阵列的并行计算能力，八频道射频脉冲序列几乎可以同时同步启动。射频脉冲时间序列的所有射频信号控制参数都预先加载到 AD9910 的内部寄存器中，随后在提供外部触发后执行该序列。在生成射频脉冲序列期间，无需通过现场可编程门阵列重新编程 AD9910 寄存器。充分利用单音模式、RAM模式和 DRG 模式，只需在序列执行期间更改 PROFILE[2:0]、DRCTL、DRHOLD 引脚的状态，即可启动新的波形，从而大幅缩短频率切换延迟。这是我们所提出方案的主要特点。我们评估了所设计射频信号发生器的性能，包括频谱纯度、相位噪声、频率切换延迟，以及八频道射频脉冲序列启动时间之间的相对延迟。随后，将这些射频脉冲序列用于控制声光调制器，以在实际冷原子干涉仪中生成相应的光脉冲序列，并观测原子干涉条纹。

A. 多频道射频信号的频谱纯度

频谱纯度是射频信号固有的稳定性。因此，对于冷原子干涉仪而言，使激光与原子跃迁发生共振至关重要。使用 Agilent 公司（N9030A）的频谱分析仪测量射频信号的参数，包括谐波信号和杂散信号、噪声底以及相位噪声。当载波频率分别为 10 兆赫、98.6 兆赫和 397.8 兆赫时输出单音信号的频谱分析如图 5 (a-c)所示。这些载波频率分别位于低频、中频和高频频段。八通道信号的频谱以不同的颜色和线型表示。在图 5 (a) 和 (b) 中，20 兆赫和 197.2 兆赫的谐波信号分别对应于 10 兆赫和 98.6 兆赫的载波频率。在图 5 (c) 中，除 397.8 兆赫载波频率和 795.6 兆赫谐波信号外，还存在一些杂散信号。这些谐波信号和杂散信号是 AD9910 在转换为所需载波频率时由其内部时钟信号产生的。尽管同时生成了八通道射频信号，但我们未发现相邻直接数字频率合成通道之间存在任何串扰。此外，噪声底功率电平低于 -65 分贝毫瓦。谐波抑制比超过 40 dB，并且八通道射频信号的频谱具有良好的一致性。

频谱纯度有多种定义方法。最常见且最有意义的短期稳定性表征方法，是绘制信号发生器的单边带相位噪声在 1 Hz带宽内随相对于载波的频偏变化的曲线。图 5 (d)、(e) 和 (f) 分别展示了八通道射频信号的相位噪声性能，其载波

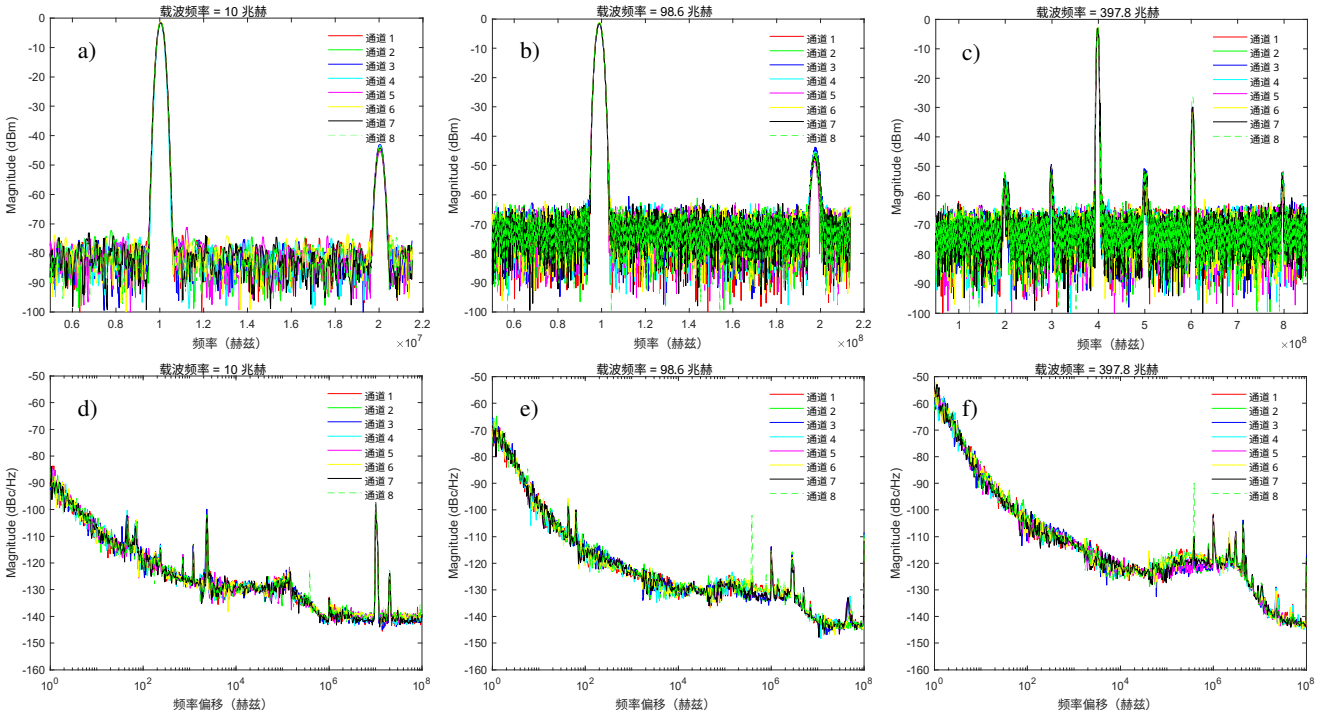


图5：生成的射频信号的频谱纯度 比较八通道射频信号中的频谱（a）–（c）和相位噪声（d）–（f）e co，分别对应低、中、高频段。

频率分别为 10 MHz、98。6 MHz 和 397。8 MHz。如图 5 (e) 所示，当载波频率为 98。6 MHz（位于 AOM驱动器使用的频段内）时，相位噪声达到 −72dBc/Hz@ 1 Hz。当载波频率为 10 MHz 和 397。8 MHz 时，在相对于载波偏移 1 Hz 处的相位噪声分别达到 −89 dBc/Hz 和 −56 dBc/Hz。显然，随着载波频率升高，相位噪声也随之增大，但曲线总体形状保持不变。从图 5 (d)-(f) 可以看出，八通道射频信号的相位噪声性能具有良好的一致性，且噪声底低于 −120 dBc/Hz。

B. 具备快速切换能力的射频脉冲序列

根据上述测量结果，我们设计的发生器所产生的射频信号具有良好的频谱纯度。为了操控原子，冷原子干涉仪中需要射频脉冲序列。采用第II节所述的硬件和软件设计理念，生成了图1 (b)所示光脉冲所需的实际八频道射频脉冲序列。图6 展示了用于生成三维冷却、二维冷却、再抽运、拉曼和吹走光的射频脉冲序列。值得注意的是，这些图中的射频脉冲宽度和频率扫描步进值仅用于说明，可通过通用串行总线转UART端口，根据需要轻松调整。检测到外部输入触发信号的上升沿时，这八个频道的射频脉冲序列将同步启动。

换言之，现场可编程门阵列将并行地把超出声光调制器调制带宽的频率切换至八频道射频脉冲序列中的第一个频率脉冲。为了在指定时间操控冷原子，八路射频脉冲序列的启动时间之间的相对延迟应尽可能短。以一路射频脉冲序列的启动时间为基准，使用示波器测量其他各路射频脉冲序列的延迟时间。结果显示，最大相对延迟为 3 ns，这对于冷原子干涉仪而言已足够。

启动射频脉冲序列后，快速切换射频信号振幅和/或频率的能力对于冷原子干涉仪至关重要，尤其是在光脉冲持续时间为几微秒的情况下。在我们的工作中，频率和/或振幅变化的延迟由 PROFILE [2：0] 引脚的上升或下降时间，以及频率和/或振幅值发生变化到其出现在输出端之间的流水线延迟构成。由于射频脉冲序列的控制参数已在执行射频脉冲序列之前载入 AD9910 的内部寄存器，因此在脉冲序列开始生成后，现场可编程门阵列无需通过串行I/O端口重新编程 AD9910，不会产生延迟。图7 （a）显示射频信号频率从 30 兆赫变为 80 兆赫。图 7 （b）展示振幅从半幅变为全幅$V_{peak-to-peak}$。频率切换的延迟时间通过测量光信号的上升时间定量获得。图 7 （c）显示由三维冷却射频脉冲序列生成的三维冷却光脉冲序列，如

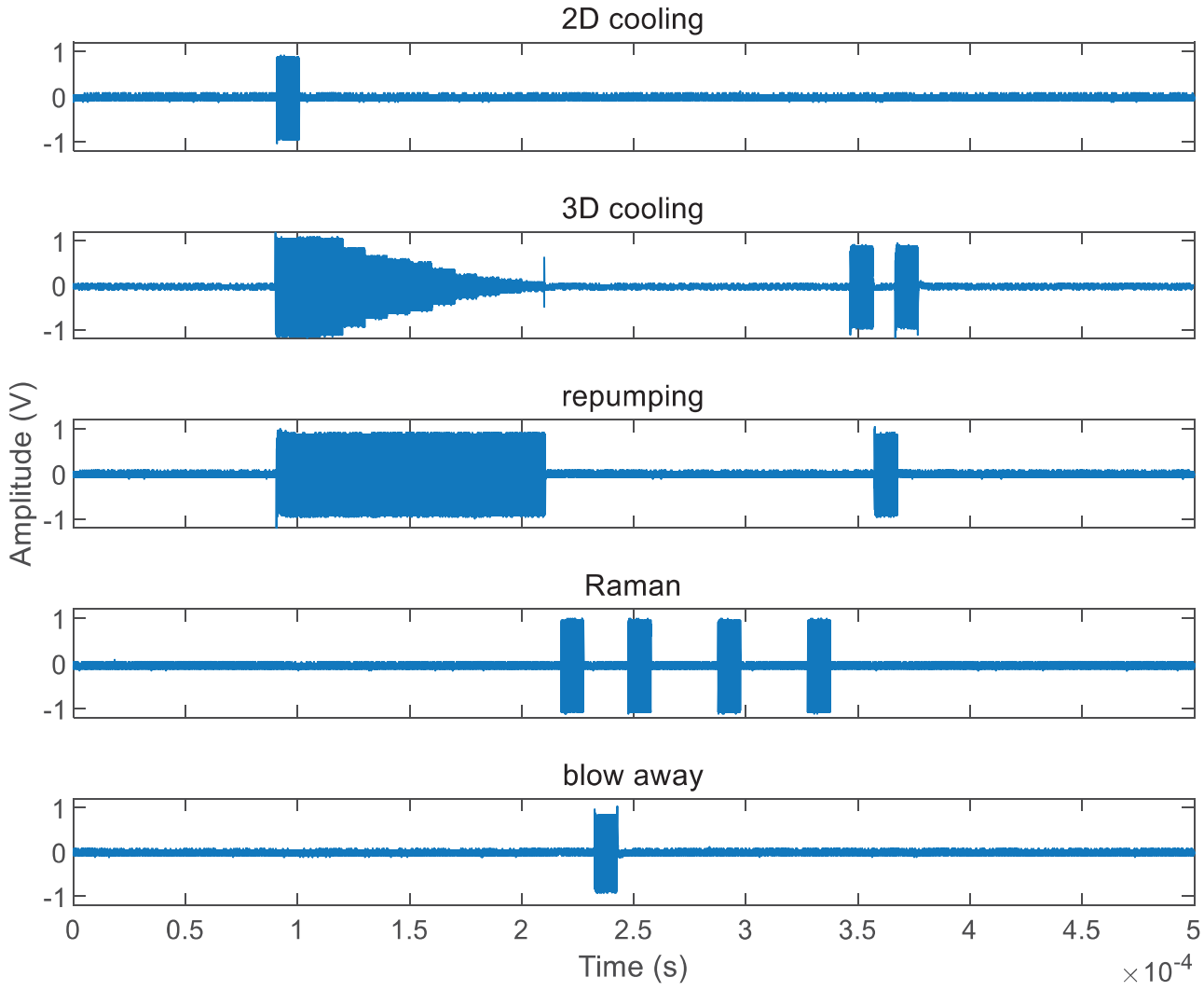


图 6：典型冷原子陀螺仪中用于产生二维冷却、三维冷却、再抽运、拉曼和吹离光脉冲序列的切换和/或扫频射频脉冲序列。

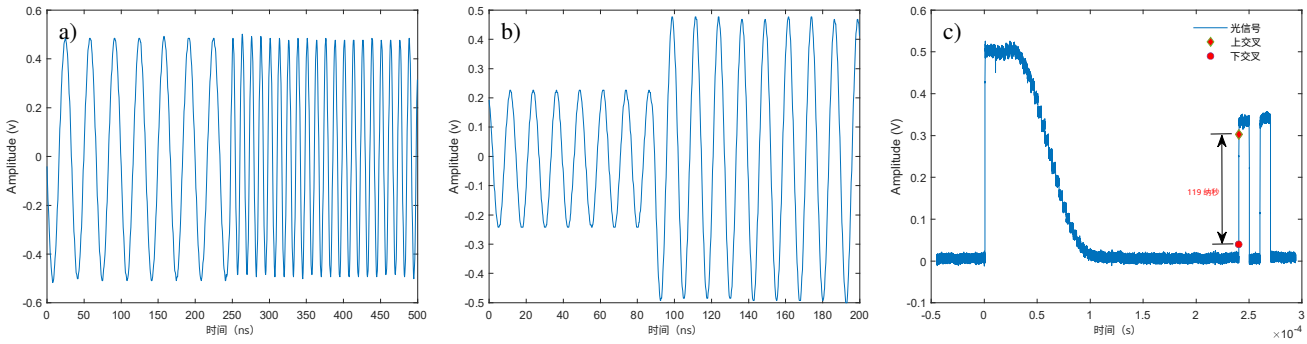


图 7：频率从 30 兆赫切换至 80 兆赫时的射频信号波形（a），以及频率为 80 兆赫时振幅从一半切换至全振幅的射频信号波形（b）。快速光电二极管检测到的光脉冲序列（c）。

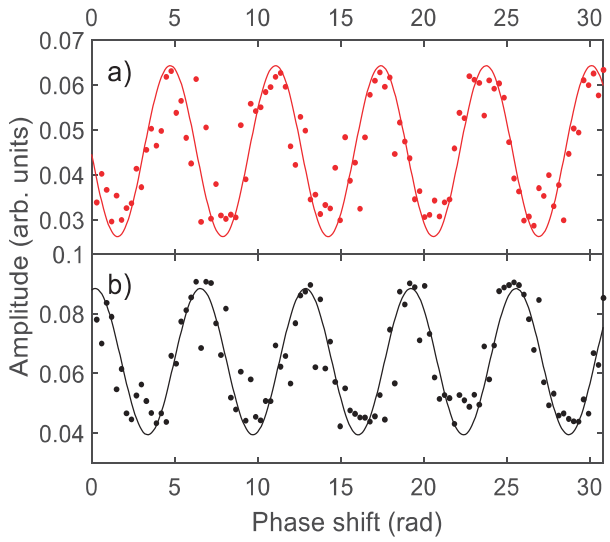


图 8：第一台（a）和第二台（b）原子干涉仪的马赫-曾德尔条纹。红点和黑点为实验数据，实线为拟合得到的正弦曲线。

图 6中，上交叉和下交叉分别对应 10% 和 90% 的参考电平。测量结果表明，频率切换时间为 119 ns。由于测量结果包含声光调制器的上升时间，因此可以给出射频信号频率切换延迟的上限，该延迟远短于 25 s [20], 和 1 s [27]。还应注意，图 7 （c）所示的实际光脉冲，其形状与冷原子干涉仪所需的图 1 （b）所示光脉冲序列完全相同。

C. 在冷原子干涉仪中的应用

这种具备快速切换能力的紧凑型多通道射频脉冲序列发生器有助于冷原子干涉仪的集成。上述生成的射频脉冲序列应用于我们近期开发的一款面向实际应用的冷原子陀螺仪。与我们先前的工作类似 [1], , 双环原子干涉仪陀螺仪通过光脉冲序列操控原子来实现；这些光脉冲序列由射频脉冲序列驱动声光调制器生成，如图所示。6。例如，图中所示的三维冷却光脉冲7 (c) 通过控制激光器的频率和强度来冷却并探测原子。原子经过二维预冷却后，被装载到两个磁光阱中，随后通过运动光学糖浆技术发射。同时，原子通过偏振梯度冷却方法进一步冷却，并沿着同一真空室内方向相反、对称的抛物线轨迹传播。原子速度为 4 m/s，温度为 8 K；经进一步冷却后，温度降至 0.8 K。

通过速度敏感拉曼跃迁。三对分离的拉曼光沿重力方向反向传播，询问臂长为 12 cm。利用拉曼光和吹除光脉冲将原子制备到初态后，施加三组拉曼光脉冲（/2- - /2），以构建双马赫-曾德尔原子干涉仪，其中/2 光脉冲的持续时间为 8 s。考虑到计时的不确定性，119 ns 的频率切换延迟时间足以生成该拉曼光脉冲。当询问时间为 30 ms 时，可观察到原子干涉条纹，如图8 (a) 和 (b) 所示，其对比度达到 38%。因此，利用我们设计的发生器，实现了双环原子干涉仪陀螺仪，每个干涉环面积为 43 mm^2。

IV. 结论

我们设计并实现了一种基于现场可编程门阵列和直接数字频率合成器的高度紧凑型多频道射频信号发生器。利用现场可编程门阵列能够同时执行多项任务的特点，八频道射频脉冲序列的起始时间之间的相对延迟短于以往研究成果，这更有利于在给定时间操控原子。通过预先将直接数字频率合成器输出信号的控制参数加载到 AD9910 的内部寄存器中，并充分利用直接数字频率合成器的 RAM模式、单音模式和 DRG 模式，AD9910 的程序在射频脉冲序列生成之前即可完成。因此，只需修改 PROFILE [2:0] 引脚的状态，即可在更短时间内切换射频信号的输出频率和/或振幅。通过测量光信号的上升时间，定量得到了小于 119 ns 的频率切换延迟时间。通过快速切换/扫描射频脉冲的频率、振幅和相位，可以完全生成冷原子干涉仪所需的任意射频脉冲序列，并且这些序列已应用于双环原子干涉仪陀螺仪。这种具备快速切换/扫描能力的紧凑型多频道发生器，有利于冷原子干涉仪的集成应用。

V. 致谢

我们感谢国家量子科学技术创新计划（项目编号：2021ZD0300604）、国家自然科学基金（项目编号：12104466、11674362、91536221 和 91736311）、中国科学院战略性先导科技专项（项目编号：XDB21010100）、湖北省杰出青年基金（项目编号：2018CFA082）、湖北省博士后创新研究岗位（项目编号：R20R0004）以及中国科学院青年创新促进会提供的经费支持。

[1] Z. W. Yao、H. H. Chen、S. B. Lu、R. B. Li、Z. X. Lu、X. L. Chen、G. H. Yu、M. Jiang、C. Sun、W. T. Ni、J. Wang 和 M. S. Zhan，《采用参数解耦寻相校准实现大面积双原子干涉仪陀螺仪的自对准》，《物理评论A》**103**，023319（2021年）[2] J. K. Stockton、K. Takase 和 M. A. Kasevich，《利用原子干涉测量实现绝对大地旋转测量》，《物理评论快报》**107**，133001（2011年）[3] D. Savoie、M. Altorio、B. Fang、L. A. Sidorenkov、R. Geiger 和 A. Landragin，《用于高灵敏度惯性测量的交错式原子干涉测量》，《科学进展》**4**，eaau7948（2018年）[4] J. Fang、J. G. Hu、X. Chen、H. R. Zhu、L. Zhou、J. Q. Zhong、J. Wang 和 M. S. Zhan，《用于基于原子干涉仪的重力仪的紧凑型单种子激光系统的实现》，《光学快报》**26**，1586（2018年）[5] X. J. Wu、Z. Pagel、B. S. Malek、T. H. Nguyen、F. Zi、D. S. Scheirer 和 H. Mller，《利用移动原子干涉仪进行重力测量》，《科学进展》**5**，eaax0800（2019年）[6] R. Karcher、F. Pereira Dos Santos 和 S. Merlet，《直接数字频率合成器的有限分辨率对原子重力仪的影响》，《物理评论A》**101**，043622（2020年）[7] R. Geiger、V. M´enoret、G. Stern、N. Zahzam、P. Cheinet、B. Battelier、A. Villing、F. Moron、M. Lours、Y. Bidel、A. Bresson、A. Landragin 和 P. Bouyer，《利用机载物质波干涉测量探测惯性效应》，《自然·通讯》**2**，1（2011年）[8] Y. Bidel、N. Zahzam、C. Blanchard、A. Bonnin、M. Cadoret、A. Bresson、D. Rouxel 和 M. F. Lequentrec-Lalancette，《利用物质波干涉测量实现绝对海洋重力测量》，《自然·通讯》**9**，1（2018年）[9] L. Zhu、J. Q. Zhong、X. W. Zhang、W. Lyu、W. Liu、W. H. Xu、X. Chen、J. Wang 和 M. S. Zhan，《水平原子重力梯度仪中原子轨迹的反馈控制》，《光学快报》**30**，10071（2022年）[10] C. Janvier、V. M´enoret、B. Desruelle、S. Merlet、A. Landragin 和 F. Pereira dos Santos，《达到量子投影噪声极限的紧凑型差分重力仪》，《物理评论A》**105**，022801（2022年）[11] F. Sorrentino、Q. Bodart、L. Cacciapuoti、Y. H. Lien、M. Prevedelli、G. Rosi、L. Salvi 和 G. M. Tino，《拉曼原子干涉仪作为重力梯度仪的灵敏度极限》，《物理评论A》**89**，023607（2014年2月）[12] R. Bouchendira、P. Clad´e、S. Guellati-Kh´elifa、F. Nez 和 F. Biraben，《精细结构常数的新测定及量子电动力学检验》，《物理评论快报》**106**，080801（2011年）[13] J. B. Fixler、G. T. Foster、J. M. McGuirk 和 M. A. Kasevich，《原子干涉仪对牛顿引力常数的测量》，《科学》**315**，74（2007年）[14] L. Zhou、S. T. Long、B. Tang、X. Chen、F. Gao、W. C. Peng、W. T. Duan、J. Q. Zhong、Z. Y. Xiong、J. Wang、Y. Z. Zhang 和 M. S. Zhan，《利用双组分双衍射拉曼原子干涉仪对 10^{-8} 水平的等效原理进行检验》，《物理评论快报》**115**, 013004 (2015) [15] P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran, “利用原子传感器探测引力波的新方法”，《物理评论快报》**110**, 171102 (2013) [16] G. Rosi, L. Cacciapuoti, F. Sorrentino, M. Menchetti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, “利用原子干涉测量重力场曲率”，《物理评论快报》**114**, 013001 (2015) [17] J. Rudolph, T. Wilkason, M. Nantel, H. Swan, C. M. Holland, Y. J. Jiang, B. E. Garber, S. P. Carman, and J. M. Hogan，“锶 689 nm 互组合跃迁线上的大动量转移钟原子干涉测量”，《物理评论快报》**124**, 083604 (2020) [18] H. Li, A. Wonfor, A. Weerasinghe, M. Alhussein, Y. P. Gong, and R. Penty，“量子密钥分发后处理：异构计算视角”，载于*2022 IEEE* 第 *35* 届片上系统会议（*SOCC*）(2022) [19] T. Rajan, T. Y. Mahesh, and I. Nalysis, “采用 DDS-PLL 技术生成 C 波段线性调频扩频（CSS）信号”，《国际高级电气与电子工程杂志》**1**, 20 (2012) [20] A. Bertoldi, C. H. Feng, H Eneriz, M Carey, D. S. Naik, J. Junca, X. H. Zou, D. O. Sabulsky, B. Canuel, P. Bouyer, and Prevedelli M.，“一种基于现场可编程门阵列的原子物理实验控制硬件”，《科学仪器评论》**91**, 033203 (2020) [21] N. Li, Y. P. Wu, H. Min, T. Yang, and X. Jiang，“简讯：一种用于冷原子实验的多功能射频源”，《科学仪器评论》**87**, 086109 (2016) [22] Y. B. Du, W. B. Li, Y. P. Ge, H. Li, K. Deng, and Z. H. Lu，“简讯：一种基于直接数字合成器和现场可编程门阵列的高频信号发生器”，《科学仪器评论》**88**, 096103 (2017) [23] X. Liang and W. M. Wang，“一种用于核磁共振的直接数字频率合成和现场可编程门阵列射频源”，《科学仪器评论》**80**, 124703 (2009) [24] C. H. Wei and S. H. Yan, “用于冷原子实验的多功能射频发生器”，《光电子快报》**12**, 173 (2016) [25] S. Donnellan, I. R. Hill, W. Bowden, and R. Hobson，“一种基于现场可编程门阵列技术的可扩展原子物理实验任意波形发生器”，《科学仪器评论》**90**, 043101 (2019) [26] E. Perego, M. Pomponio, A. Detti, L. Duca, C. Sias, and C. E. Calosso，“一种用于混合量子系统实验的可扩展软硬件控制装置”，《科学仪器评论》**89**, 113116 (2018) [27] T. Pruttivarasin and H. Katori，“用于囚禁原子实验的紧凑型现场可编程门阵列脉冲序列发生器和射频发生器”，《科学仪器评论》**86**, 115106 (2015) [28] ANALOG DEVICES，*AD9910* 数据手册(10 2016), rev. E