

铷原子气体自旋噪声谱测量的信噪比分析

史平 马健 钱轩 姬扬 李伟

Signal-to-noise ratio of spin noise spectroscopy in rubidium vapor

Shi Ping Ma Jian Qian Xuan Ji Yang Li Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 017201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.017201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.017201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

自旋极化度对 GaAs 量子阱中吸收饱和效应与载流子复合动力学的影响研究

Effects of spin polarization on absorption saturation and recombination dynamics of carriers in (001)GaAs quantum wells

物理学报.2015, 64(15): 157201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.157201>

利用共振无源腔分析和抑制飞秒脉冲激光噪声的理论和实验研究

A broadband passive cavity for analyzing and filtering the noise of a femtosecond laser

物理学报.2016, 65(13): 134203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134203>

基于 Walsh-Hadamard 变换的单像素遥感成像

Single-pixel remote imaging based on Walsh-Hadamard transform

物理学报.2016, 65(6): 064201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064201>

低频标准真空涨落的测量

Measurement of standard vacuum noise at low frequencies

物理学报.2016, 65(4): 044211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044211>

基于阿秒抖动光纤锁模激光器的时钟同步

Timing synchronization based on mode-locked fiber lasers with attosecond timing jitter

物理学报.2015, 64(22): 224209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224209>

铷原子气体自旋噪声谱测量的信噪比分析*

史平¹⁾ 马健¹⁾ 钱轩¹⁾ 姬扬^{1)†} 李伟²⁾

1) (中国科学院半导体研究所, 超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

2) (挪威科技大学, 海事技术与操作系, 奥勒松 6025)

(2016年8月19日收到; 2016年10月11日收到修改稿)

自旋噪声谱是一种非扰动的自旋动力学研究方法, 通过探测系统在非激发条件下的自旋涨落, 可以揭示系统在热平衡状态下的性质. 因为系统在稳态下的自旋涨落十分微弱, 所以提高信噪比在自旋噪声谱的测量中特别重要. 本文采用频谱仪、数据采集卡和实时傅里叶变换采集卡三种方法来测量铷原子气体的自旋噪声谱, 并将实验结果进行对比, 分析了叠加次数、测量效率和采样深度等因素对谱线信噪比的影响. 实验发现, 谱线叠加次数对自旋噪声谱的信噪比影响最为显著, 测量效率则能反映不同方法在相同的测量时间内得到的谱线质量, 并比较了三种方法的测量效率, 采样深度的提高并不能明显改善自旋噪声谱的信噪比. 相比于传统的频谱仪和数据采集卡, 实时傅里叶变换采集卡的数据利用率和测量效率更高, 从而具有更好的信噪比, 非常有利于自旋噪声谱在自旋动力学研究中的应用.

关键词: 自旋噪声谱, 铷原子, 信噪比, 法拉第旋转

PACS: 72.25.Rb, 42.50.Lc, 32.30.-r, 06.20.Dk

DOI: 10.7498/aps.66.017201

1 引言

噪声谱是一种非扰动的探测手段, 可用于测量物理量在热平衡状态下的涨落, 反映出系统在稳态下的性质. 这一技术最先用于测量汞蒸汽的发光谱^[1], 随后被应用到自旋动力学的研究中. 一个处于热平衡态的非极化自旋系统, 其自发的自旋极化随机起伏可以与外磁场产生耦合, 并以拉莫尔频率 $\nu_L = g_F \cdot \mu \cdot B/h$ (其中, 原子的朗德 g 因子 g_F 与原子的总角动量量子数 F 有关, μ 为玻尔磁子, B 为外加磁场, h 是普朗克常数) 在外磁场下进动. 这种拉莫尔进动在噪声谱中表现为在特定频率 ν_F 处的峰, 由于这个峰与系统的自旋起伏噪音有关, 所以把这种谱线称为自旋噪声谱.

自旋噪声谱的测量最先在碱金属铷原子和钾原子气体中实现^[2], 成功揭示了自旋噪声谱的基本特征. 在随后的工作中^[3,4], 自旋噪声谱被更多地应用于碱金属原子气体的自旋动力学研究, 实验结

果反映了系统自旋在不同探测条件下的性质. 同样的方法也被应用于半导体, 先后在 GaAs 体材料^[5], GaAs/AlGaAs 量子阱^[6] 和 (In, Ga) As/GaAs 量子点^[7] 中测量了自旋噪声谱, 并得到了载流子的自旋动力学性质. 相比于传统的泵浦探测方法, 测量自旋噪声无需给样品以不必要的激发, 从而能够研究本征的自旋动力学^[8].

系统自旋在热平衡下的涨落十分微弱, 很容易被系统中的其他噪音淹没. 因此, 很多工作着重于增强自旋噪声 (这就是此时的信号) 的幅度、减小系统中其他噪音的影响, 从而提高自旋噪声谱的信噪比. 一种方法令探测光入射到具有多重反射的光学微腔^[9], 探测光可以多次通过置于其中的样品, 增加了探测光与样品的作用长度, 从而增大了自旋噪声信号. 另一种方法基于快速数据采集和傅里叶变换频谱^[10], 将采集到的原始数据按照相同的时间长度分隔为多个序列, 并分别对其进行傅里叶变换, 求模平方 (即功率谱) 进行累加求平均, 通过这

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB922304) 和国家自然科学基金 (批准号: 91321310, 11404325) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jiyang@semi.ac.cn

些操作可以不断地叠加自旋噪声信号(正比于叠加次数 N), 而其他的随机噪声在累加和平均的过程中增长的速度要小得多(正比于叠加次数的平方根 \sqrt{N}), 进而提高自旋噪声谱的信噪比(正比于 \sqrt{N}). 通过傅里叶变换频谱的方法, 可以在自旋噪声测量中获得更高的信噪比, 而无需对仪器的探测精度要求过高^[11]. 此外, 快速数据采集的傅里叶变换频谱具有更高的数据利用率和更大的带宽, 从而更有利于自旋噪声谱在不同材料的自旋动力学研究中发挥作用.

本文报道了在热平衡状态下测量铷原子气体的自旋噪声谱, 我们基于文献^[10]中通过谱线累加平均获得自旋噪声谱的方法, 分别利用频谱仪、数据采集卡和(自主设计并制作的)实时傅里叶变换采集卡来进行实验, 并对实验结果进行比较, 分析了频谱叠加次数、测量效率和采样深度对谱线信噪比的影响. 实验发现, 频谱叠加次数对自旋噪声谱的信噪比影响要显著高于采样深度, 测量效率可以反映出不同的方法在相同的测量时间内得到的谱线的质量, 并对比了三种方法的测量效率. 相比于传统的频谱仪和数据采集卡, 实时傅里叶变换采集卡具有更高的数据利用率, 测量效率在传统方法的基础上提高了10倍左右, 其实验结果也具有更好的信噪比.

2 实验系统及方法

2.1 实验原理

我们所研究的系统其自旋始终处于平衡态的非极化状态, 表现为均值为零而方差不为零的随机起伏, 且幅度很小. 这种自旋的随机极化在光传播方向上的投影就可以引起法拉第旋转 θ_F , 因此可以通过法拉第信号来表征系统自旋的随机极化^[8]. 再给样品施加一个外加的横向磁场, 使系统自旋在任意时刻下的随机极化以拉莫尔进动频率绕着该外加磁场产生进动, 使得自旋噪声峰在频谱上移动到高频区域而远离低频区域, 在那里 $1/f$ 噪声和其他低频噪声很大, 不利于信号的测量^[12]. 通过探测器记录法拉第旋转随时间的变化 $\delta\theta_F(t)$, 随后分别进入频谱仪、数据采集卡和傅里叶变换采集卡进行数据数理, 并得到自旋噪声谱.

因为系统自旋的稳态涨落十分微弱, 实验系统中的其他噪声对自旋噪声的测量会造成很大影响. 不同的噪声源具有不同的性质, 可以分为两类: 没

有特定频率的宽带白噪声或者 $1/f$ 噪音, 以及具有特定频率的固有噪声. 例如, 来自激光器和探测器的散粒噪声即为白噪声, 它们的频谱是平坦的, 由于这种噪音不具有特定的频率, 通过将频谱多次累加平均的方法, 可以有效削弱其影响^[13]. 而电学噪声以及某些振动源的噪声频谱则具有固定的频率, 且与外加磁场的大小无关, 通过进行参考实验, 将施加外磁场和不施加外磁场的频谱相减, 即可去除频谱上非自旋相关的峰值, 得到的频谱上只有与外磁场对应的信号, 它们反映了系统的自旋信息. 本文中的实验数据处理均基于这种方法.

2.2 实验系统

自旋噪声谱的实验系统如图1所示, 由光电转换和数据处理两个部分组成, 其中, 光电转换部分将法拉第旋转随时间的起伏转换为电压值并实时记录, 然后通过数据处理得到自旋噪声谱.

首先介绍光电转换部分: 样品腔的长度为60 mm, 其中装有 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 两种同位素(自然丰度分别为 ^{85}Rb : 72.15%; ^{87}Rb : 27.85%). 浓度为100 mTorr的氮气作为缓冲气体. 大小为7.6 Gauss的均匀横向磁场作用于样品上. 一束连续的线偏振探测光通过样品后, 再通过 $1/2$ 波片和渥拉斯顿棱镜, 最后进入平衡光桥探测器, 后者输出的差分信号反映了探测光偏振面的旋转(即法拉第旋转).

实验中所使用的探测光波长位于780 nm处, 这对应着铷原子光谱的D2线, 对应由 $5^2\text{S}_{1/2}$ 向 $5^2\text{P}_{3/2}$ 原子态的跃迁. 进一步考虑原子能级的精细结构, 在 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 的 $5^2\text{S}_{1/2}$ 态具有频率差分别为3 GHz和7 GHz的能级劈裂(图2(a))^[14,15], 其吸收谱表现为四个分立的吸收峰(图2(b)), D2线的上能级也会有精细结构劈裂, 但由于激光器线宽的限制, 在吸收谱中不能分辨出上能级的精细结构. 实验中令探测光波长位于 ^{85}Rb 吸收峰的带边处(图2(b)), 此时探测光将感受不到来自 ^{87}Rb 的自旋信号^[3], 因而谱线中只能看到 ^{85}Rb 一种同位素的自旋噪声峰, 这使得通过不同方法测得的谱线及对信噪比的分析更具可比性.

法拉第信号的时间序列随后进入数据处理部分. 实验原始数据分别通过频谱仪、数据采集卡和傅里叶变换采集卡, 最后经电脑程序进行处理后得到自旋噪声谱. 采集信号的设备不同, 数据处理的方法就不同.

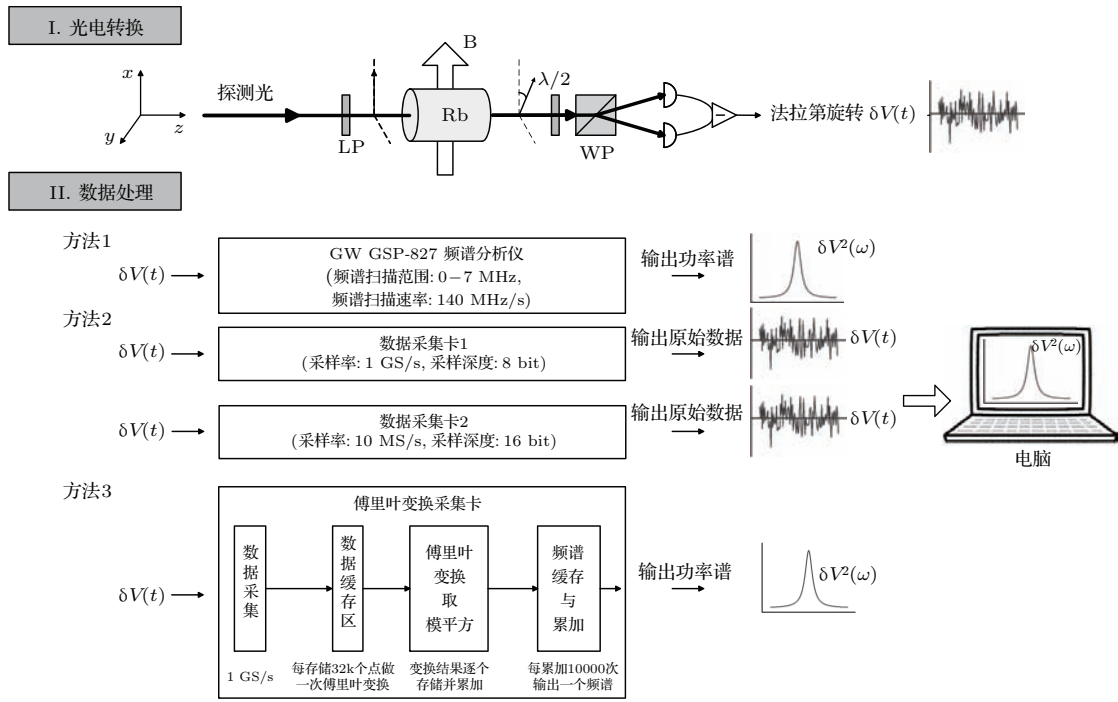


图1 自旋噪声实验系统(LP, 偏振片; B, 外加磁场; $\lambda/2$, 二分之一波片; WP, 渥拉斯顿棱镜; $\delta V(t)$, 时间序列的法拉第旋转, 即原始数据; $\delta V^2(\omega)$, 功率谱, 即自旋噪声谱)

Fig. 1. Schematics of the spin noise spectroscopy measurement (LP, linear polarizer; B, magnetic field; $\lambda/2$, half wave plate; WP, Wollaston prism; $\delta V(t)$, time-dependent Faraday rotation which is raw data; $\delta V^2(\omega)$, frequency-dependent Faraday rotation which is power spectrum).

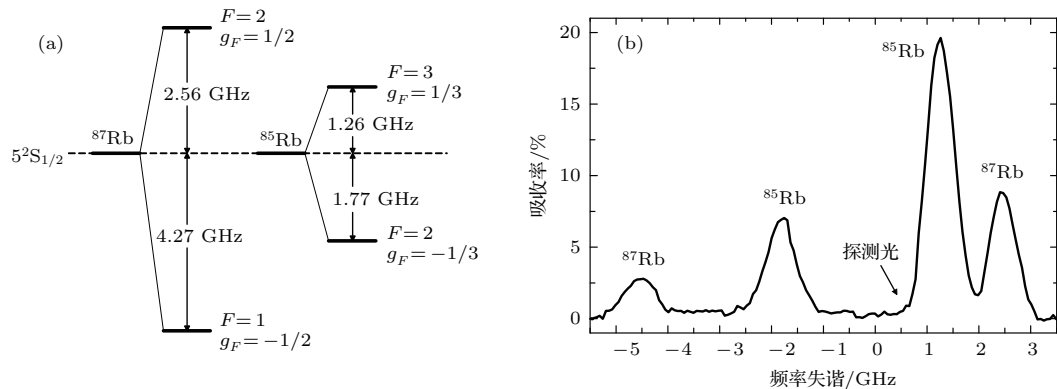


图2 铷原子光谱D2线的性质 (a) ^{87}Rb 和 ^{85}Rb D2线基态的精细结构劈裂; (b) 室温下样品吸收谱; 将探测光波长置于 ^{85}Rb 一个吸收峰的带边处, 使得探测光只能感受到 ^{85}Rb 原子的自旋信息, 因此实验测得的谱线中只出现了 ^{85}Rb 的自旋噪声峰

Fig. 2. Characteristic of D2 line in Rubidium spectrum: (a) Rubidium 85 and 87 D2 transition hyperfine structure in the ground-state; (b) absorption spectrum of Rubidium under room temperature. The wavelength of probe light is set at the edge of the absorption peak of ^{85}Rb , which means that only the spins of ^{85}Rb can be detected. So the spectra we measured show the spin noise signal of ^{85}Rb only.

在采用频谱仪的方法中(图1, II. 方法1), 我们使用的是固纬 GSP-827 频谱分析仪, 可覆盖的频率范围为 9 kHz—2.7 GHz, 通过扫描频率的模式得到指定带宽的频谱. 本实验设置频谱仪的频率扫描范围为 0—7 MHz, 每 50 ms 频谱仪完成一次扫描并将谱线存储至电脑中, 这样的过程重复多次以

后, 再由程序进行累加平均. 不施加外磁场的参考实验同样重复以上步骤, 将两谱线相减, 即得到自旋噪声谱.

当采用数据采集卡采集数据时(图1, II. 方法2), 时间序列的法拉第信号先是全部存储到电脑中, 随后由程序将原始数据按照一定的时间间隔等分

为多个数组, 分别对每个数组进行傅里叶变换并只保留模平方的部分(这就是功率谱), 随后将傅里叶变换得到的频谱进行多次累加并平均, 再减去参考实验的结果, 即得到自旋噪声谱. 实验中使用了两种数据采集卡(后文中分别简称为数据采集卡1和数据采集卡2), 卡1具有1 GS/s采样率、8 bit采样深度, 表示其每秒可采集 1×10^9 个点, 每个点的二进制数值可精确到第8位; 卡2具有10 MS/s采样率、16 bit采样深度, 表示其每秒可采集 1×10^7 个点, 每个点的二进制数值可精确到第16位.

利用傅里叶变换采集卡的方法(图1, II. 方法3)与前两种方法类似: 傅里叶变换采集卡包含了高速数据采集电路, 其采样率和采样深度分别为1 GS/s和8 bit. 然而, 与前两种方法不同的是, 傅里叶变换采集卡的频谱转换和频谱累加都可以在板内实时进行, 这是通过FPGA (field-programmable gate array, 现场可编程门阵列)实现的: 法拉第信号的时间序列在进入傅里叶变换采集卡后首先存储进入缓存区, 每当采集32000个点后(约32 μ s), 即进行一次傅里叶变换并只存储其模平方的部分; 随后谱线再次存储进入一个缓冲区, 将变换后的谱线存储并累加, 每进行10000次谱线累加后, 将累加而得的谱线输出至电脑中: 这样的过程将会重复多次, 得到的谱线将在电脑中再次进行累加并平均. 零磁场下的参考实验在重复同样的步骤后得到一条参考谱线, 两个谱线的差值即为自旋噪声谱.

三种数据处理方法既有相同点也有不同点, 频谱仪和傅里叶变换采集卡都将频谱直接输出至电脑, 而数据采集卡只能将时间序列的原始数据输出, 并由电脑完成傅里叶变换得到频谱. 在累加平均的过程中, 频谱仪和数据采集卡均需要电脑来完成这一步骤, 而傅里叶变换采集卡可以自己完成大部分的累加过程. 另一方面, 由频谱仪测得的频谱是扫描频谱, 而由采集卡得到的频谱是傅里叶变换频谱, 这些差别均会影响实验的信噪比. 接下来我们将给出实验结果并详细分析不同因素对谱线信噪比的影响.

3 实验结果

几种测量方法得到的实验结果如图3所示. 图中给出了 ^{85}Rb 的自旋噪声谱, 表现为在特定频率上的自旋噪声峰, 峰的高度标志了被探测的系统

自旋数, 峰的半高宽决定于自旋弛豫时间, 峰的位置对应于自旋的拉莫尔进动频率. 测量得到的 ^{85}Rb 的朗德因子约为0.331(理论值为1/3), 其在7.6 Gauss的外加磁场下的拉莫尔进动频率为3.52 MHz, 除了在3.52 MHz上有一个正的自旋噪声信号外, 在图3(a)和图3(d)中还看到在330 kHz的频率位置上有一个负的自旋噪声信号, 由拉莫尔进动公式和 ^{85}Rb 的朗德 g 因子可以推算, 这对应着一个大小为0.7 Gauss的磁场, 我们判断这个信号为系统自旋在大小为0.5 Gauss的地磁场下的进动. 但由于谱线的频率分辨率均为 $\times 10$ kHz量级(见表1), 在指认磁场大小时会存在 $\Delta B = 0.03$ Gauss甚至更大的误差, 因此在确认地磁场这样的微小磁场时出现了较大误差. 在图3(b)和图3(c)中没有看到在低频的自旋噪声峰, 这是由于采用的数据采集卡在低频范围内的响应率很低并且采集卡的本底噪音较大. 各个数据采集设备随频率的响应曲线也表示在图3中, 文中给出的结果均根据响应曲线进行了矫正.

图3(a)给出的是频谱仪的测量结果, 在0—7 MHz的范围内, 频谱仪每50 ms完成一次扫描, 每次扫描500个点, 频率分辨率为14 kHz, 这样的过程重复了1000次并不断累加平均, 共耗时25 min. 图3(b)和图3(c)是数据采集卡测得的谱线, 普通的数据采集卡只能将时间序列数据输出, 两种采集卡每秒分别存储2560000个点和345600个点, 数据采集总时间均为5 min. 为了与傅里叶变换采集卡的结果进行对比, 我们将数据采集卡的数据均按照32 μ s的时间间隔等分, 对每个32 μ s的时间序列进行傅里叶变换并将 $|\text{FFTs}|^2$ 累加平均, 两种采集卡在相同的测量时间内分别完成了24000次和328000次谱线累加. 由采样定理可知, 傅里叶频谱的带宽受限于采样率, 因此, 具有1 GS/s采样率的数据采集卡1的频谱宽度为500 MHz, 而具有10 MS/s采样率的数据采集卡2频谱宽度只有5 MHz. 图3(d)给出了傅里叶变换采集卡给出的自旋噪声谱, 其每存储32000个点即每测量32 μ s后, 在采集卡内完成一次傅里叶变换并只保存 $|\text{FFTs}|^2$ 的部分, 这样的过程被重复10000次后进行累加平均并输出. 采集卡完成一次谱线输出所需时间为1.5 s, 实验总共耗时2.5 min, 共输出了225个谱线, 谱线累加共进行了2250000次. 最后将不同设备在数据处理过程中的典型参数总结在表1中.

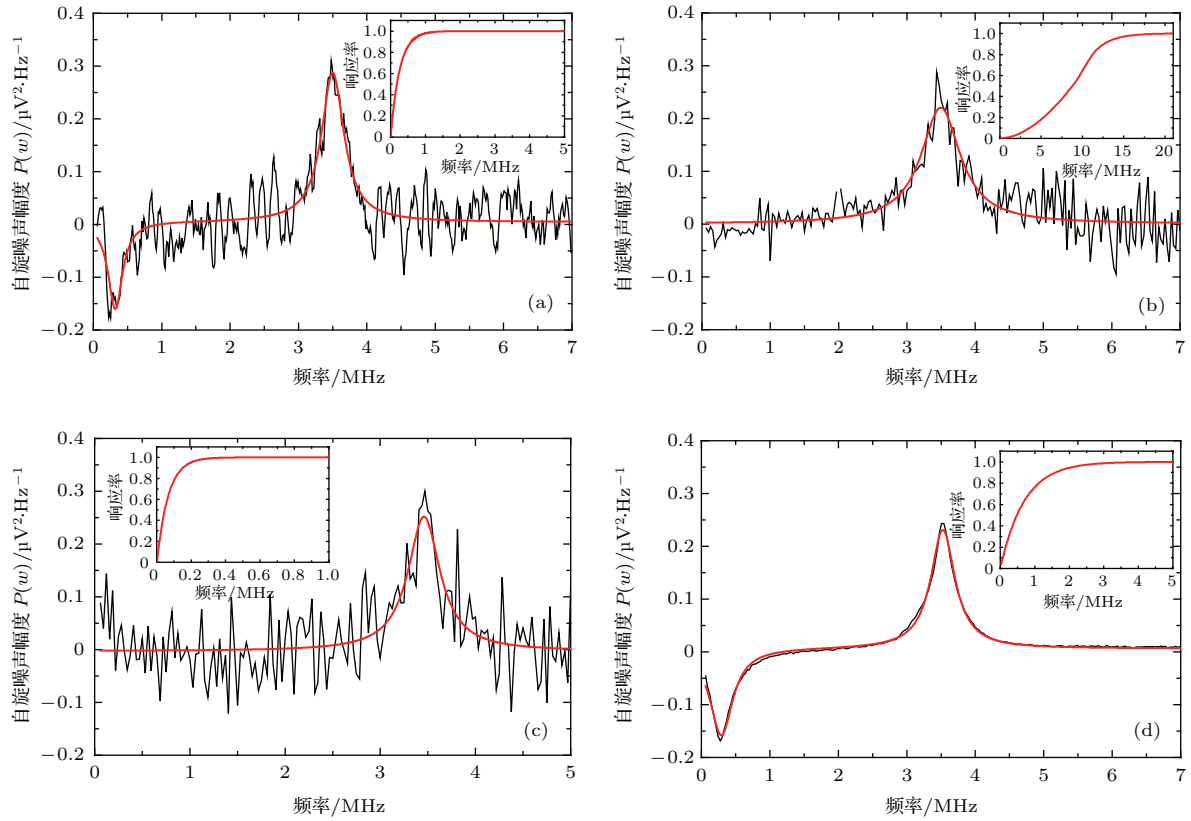


图3 (网刊彩色) ⁸⁵Rb的自旋噪声谱 (a) 固纬 GSP-827 频谱仪测量结果; (b) 数据采集卡 1 测量结果; (c) 数据采集卡 2 测量结果; (d) 傅里叶变换采集卡测量结果

Fig. 3. (color online) Spin Noise spectroscopy measured by: (a) GW GSP-827 frequency analyzer; (b) DAC (data acquisition card) 1; (c) DAC 2; (d) DAC with real time FFTs.

表1 几种设备数据处理过程的典型参数比较
Table 1. Typical parameters of data processing procedures.

设备	频谱带宽/MHz	频率分辨率/kHz	频谱累加次数/10000次	测量时间/min
频谱仪	7	14	0.1	25
数据采集卡 1(1 GS/s, 8 bit)	500	32	2.4	5
数据采集卡 2(10 MS/s, 16 bit)	5	32	32.8	5
傅里叶变换采集卡	500	32	225	2.5

从图3中可以看出, 傅里叶变换采集卡测得的自旋噪声谱信噪比要明显好于其他方法测得的谱线. 下面将继续分析实验中各个参数对实验结果信噪比的影响.

4 讨论

根据实验测得的自旋噪声谱幅度随频率的变化关系 $P(\omega)$, 可以计算实验结果的信噪比: $SNR = \frac{P(\omega_L) - \mu(P(\omega) \neq P(\omega_L))}{\sigma(P(\omega) \neq P(\omega_L))}$, 其中, $P(\omega_L) - \mu(P(\omega) \neq P(\omega_L))$ 为自旋噪声峰的幅值,

$\sigma(P(\omega) \neq P(\omega_L))$ 为频谱中远离自旋噪声峰的平坦部分的数据标准差. 本节就利用该公式来评估自旋噪声谱线的信噪比水平, 详细分析谱线累加次数、测量效率和数据采集深度对实验信噪比的影响.

4.1 谱线累加次数

我们将各个方法测得的谱线按照不同的累加次数进行叠加, 得到了谱线信噪比随谱线累加次数的关系. 图4表明谱线累加次数的增加可以提高实验信噪比, 且信噪比的改善与累加次数 N 的平方根呈线性关系, 这是由于不同的测量方法探测到的

系统自旋数是相同的, 因此信噪比的差别主要来自 $\sigma(P(\omega) \neq P(\omega_L))$, 而谱线标准差的改善与谱线累加次数即具有 \sqrt{N} 的关系. 直线的斜率可以反映出不同设备在单次采集所能达到的信噪比, 通过比

较斜率的大小可以比较不同设备的性能. 图 4(a) 和图 4(d) 分别对应频谱仪和傅里叶变换采集卡, 它们单次测量的质量要优于数据采集卡 (图 4(b) 和图 4(c)), 这与不同设备的本底噪音不同有关.

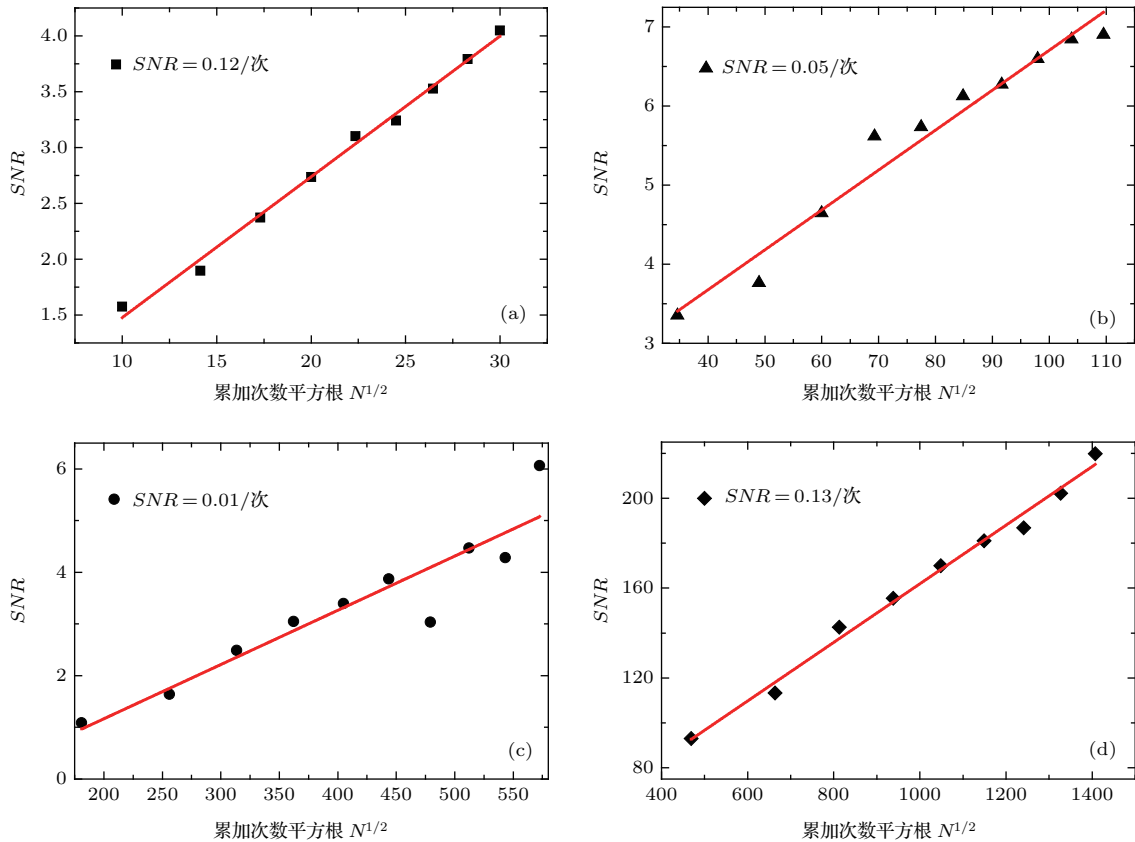


图 4 各种数据采集设备的 SNR 随谱线累加次数的关系 (a) 固纬 GSP-827 频谱仪; (b) 数据采集卡 1; (c) 数据采集卡 2; (d) 傅里叶变换采集卡

Fig. 4. Relationship between SNR and accumulation time N for: (a) Frequency analyzer; (b) DAC 1; (c) DAC 2; (d) DAC with real-time FFTs.

4.2 测量效率

测量效率可以衡量仪器在有限的时间内所能达到的信噪比, 测量效率高的仪器在较短时间内就可以获得更好的实验结果. 4.1 节中的结果说明傅里叶变换采集卡和频谱仪的单次测量信噪比要优于普通数据采集卡, 但在测量效率上, 它们的差别很大. 因为自旋起伏的信号很微弱, 我们需要通过长时间的连续采集, 并将时间序列的数据进行分段处理后, 才能得到系统自旋噪声的信息. 在连续采集的过程中, 数据采集设备会花费很多时间向电脑传送和存储数据, 而这些过程对于实验结果是没有作用的. 因此, 我们定义设备的测量效率用于描述其有效性: $\eta = \frac{t_{\text{eff}}}{t_{\text{total}}}$, 其中, t_{eff} 为有效测量时间, t_{total} 为测量总时间. 下面分别计算四种实验方法

的测量效率.

普通数据采集卡向电脑直接输出所采集的数据, 它们的测量效率计算最为简单, 根据第 3 节中的介绍, 对于数据采集卡 1, 在 5 min 的测量时间内共存储了 7.68×10^8 个点, 由采样率可以计算出其有效测量时间为 768 ms, 进一步可以得到 1 GHz 采样率的数据采集卡的测量效率为 $\eta_{1 \text{ GHz}} = 0.3\%$. 而对于数据采集卡 2, 它在 5 min 的时间内共存储了 1.04×10^8 个点, 其有效测量时间为 10.4 s, 测量效率为 $\eta_{1 \text{ GHz}} = 3.5\%$. 可以看出, 数据采集卡的测量效率普遍很低, 有效测量时间在整个连续采集过程中只占了很小的部分, 绝大部分时间用于存储数据而对测量没有直接贡献.

接下来计算傅里叶变换采集卡的测量效率. 根据第 3 节中的介绍, 在 2.5 min 的测量时间里, 傅里

叶变换采集卡共输出了 225 个谱线, 在每个谱线输出的过程中, 有效的测量时间为 0.32 s, 因此其测量效率为 $\eta_{\text{FFTs}} = 48\%$. 由于傅里叶变换采集卡可以在板内完成绝大部分的谱线累加, 因此大大节省了向电脑输出数据的过程, 大幅减少了存储数据所耗费的时间, 具有高的测量效率.

通过快速数据采集以及傅里叶变换, 相当于在频谱带宽范围内的所有频率上同时进行测量, 这使得测得的频谱在信噪比上具有多重性优势^[16]. 与数据采集卡通过傅里叶变换得到频谱不同, 频谱仪是通过一个带通滤波器在设定的频谱范围内扫描从而得到频谱, 这样的测量方法不具备傅里叶变换频谱所特有的多重性优势. 在频谱仪的测量中, 频谱宽度为 7 MHz, 由 500 个点组成, 分辨率为 14 kHz, 这意味着频谱仪在每扫描一个点时仅能利用到全部数据的 0.2%^[13]. 不仅如此, 频谱仪也存在向电脑存储数据时产生的无效时间, 因此它的测量效率最低.

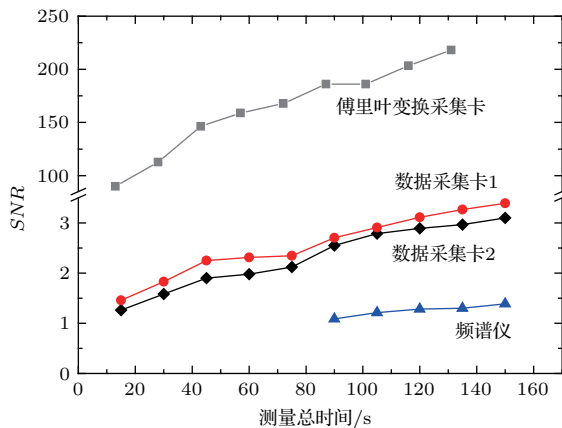


图 5 (网刊彩色) 各种数据采集设备的信噪比对测量时间的依赖关系

Fig. 5. (color online) The dependence of the SNR on the total measuring time for the four processing procedures. The curves shown from high to low are the results from: DAC with real-time FFTs, DAC 1, DAC 2 and GW GSP-827 frequency analyzer, respectively.

为了比较不同实验方法的效率, 我们分别截取了四种设备在相同实验时间内采集到的数据, 并将信噪比随时间的变化趋势显示在图 5 中. 从图 5 中可以看出, 傅里叶变换采集卡具有最高的测量效率, 在相同的测量时间内, 其信噪比要比其他方法高 2 个数量级. 效率最低的是利用频谱仪的测量方

法, 在测量时间短于 1.5 min 的情况下, 频谱仪无法分辨出自旋噪声的信号. 这是因为频谱仪在单次测量中耗时很长, 在有限的时间内其所能达到的谱线累加次数过少, 且在单次测量中数据利用率低, 所以, 在一定的时间内, 频谱仪测量的谱线信噪比较差. 另一方面, 虽然数据采集卡的单次谱线测量质量要劣于频谱仪, 但是高采样率使得它们在短时间内可以完成上万次的谱线叠加过程, 因而在最终的实验结果中得到信噪比更高的谱线.

4.3 采样深度

本节主要讨论基于快速数据采集的傅里叶变换谱方法. 分辨率 (即采样深度) 是数据采集卡的重要指标之一, 本文中所使用的傅里叶变换采集卡的采样深度为 8 bit, 输入范围为 ± 0.5 V, 因此可以得到采集卡的电压分辨率为 $\delta V_{8 \text{ bit}} = 1/2^8 = 4 \text{ mV}$, 对于普通的数据采集卡, 我们有采样深度为 8 bit 和 16 bit 输入范围为 ± 0.5 V 和 ± 5 V 两种参数, 它们的电压分辨率分别为 $\delta V_{8 \text{ bit}} = 4 \text{ mV}$ 和 $\delta V_{16 \text{ bit}} = 152 \text{ } \mu\text{V}$, 电压分辨率越高, 其采样误差越小. 数据采集的采样误差可以由采样分辨率来估计: $\overline{\epsilon^2} = \frac{\delta V^2}{12}$ ^[17]. 为了与之前的讨论取得一致, 这里以采样误差的标准差 $\sigma_{\text{acq}} = \sqrt{\overline{\epsilon^2}}$ 作为讨论对象来说明采样分辨率对谱线信噪比的影响, 并可以得到 $\sigma_{\text{acq-8 bit}} = 1.2 \text{ mV}$ 以及 $\sigma_{\text{acq-16 bit}} = 44 \text{ } \mu\text{V}$. 从上述分析中可以看出, 具有更小采样误差的 16 位数据采集卡在实验结果上并没有取得信噪比的改善, 通过估计实验系统中各种噪音源的幅度水平可以解释这一问题.

实验中所使用的探测光功率为 300 μW , 对应光桥探测器的单臂幅值为 1 V, 通过探测器的噪音等效输入功率^[18]可以计算出由探测器导致的输出电压的起伏在 1 mV 的范围内. 而来自探测光的散粒噪声以及系统热噪声幅度均小于 30 μV ^[19]. 因此实验中所用的 16 bit 数据采集卡的分辨率将会被系统中的噪音起伏所淹没, 过高的采样深度反而对实验结果的信噪比没有贡献. 以输入范围为 ± 0.5 V 为例, 当采集卡的采样深度大于 10 bit 时, 其采样分辨率将小于 1 mV, 此时来自探测器的误差会将更小的采样分辨率所淹没, 因此采样深度的进一步提升并不能改善频谱的信噪比.

5 结 论

通过不同的方法测量铷原子自旋噪声谱, 我们研究了不同因素对实验结果信噪比的影响. 结果表明, 谱线叠加次数对自旋噪声谱的信噪比提高最为显著, 采样深度的提高并不能明显改善自旋噪声谱的信噪比, 测量效率可以反映出不同方法在相同的测量时间内得到的谱线的质量. 相比于传统的频谱仪和数据采集卡, 实时傅里叶变换采集卡的数据利用率和测量效率更高, 从而具有更好的信噪比. 因此, 利用快速数据采集获得傅里叶变换频谱的方法以及基于FPGA的实时傅里叶变换采集卡来测量系统的自旋噪声, 可以实现更高的信噪比, 有助于自旋动力学的研究.

感谢山西大学光电研究所的陈院森教授和中国科学院武汉与数学研究所的詹明生研究员的讨论.

参考文献

- [1] Forrester A T, Gudmundsen R A, Johnson P O 1955 *Phys. Rev.* **99** 1691
- [2] Crooker S A, Rickel D G, Balatsky A V, Smith D L 2004 *Nature* **431** 49
- [3] Horn H, Müller G M, Rasel E M, Santos L, Hübner J, Oestreich M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043851
- [4] Zapasskii V S, Greulich A, Crooker S A, Li Y, Kozlov G, Yakovlev D R, Reuter D, Wieck A D, Bayer M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 176601
- [5] Oestreich M, Römer M, Haug R J, Hägele D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 216603
- [6] Müller G M, Römer M, Schuh D, Wegscheider W, Hübner J, Oestreich M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 206601
- [7] Li Y, Sinitzyn N, Smith D L, Reuter D, Wieck A D, Yakovlev D R, Bayer M, Crooker S A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 186603
- [8] Dyakonov M (translated by Ji Y) 1987 *Spin Physics in Semiconductors* (Beijing: Science Press) pp117–119 (in Chinese) [M. I. 迪阿科诺夫主编 (姬扬译) 2010 半导体中的自旋物理学 (北京: 科学出版社) 第117—119页]
- [9] Zapasskii V S, Przhibelskii S G 2011 *Opt. Spectrosc.* **110** 917
- [10] Crooker S A, Brandt J, Sandfort C, Greulich A, Yakovlev D R, Reuter D, Wieck A D, Bayer M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 036601
- [11] Müller G M, Römer M, Hübner J, Oestreich M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 192109
- [12] Aleksandrov E B, Zapasskii V S 2012 *J. Phys.: Conference Series* **397** 012030
- [13] Müller G M, Oestreich M, Römer M, Hübner J 2010 *Physica E* **43** 569
- [14] Arimondo E, Inguscio M, Violino P 1977 *Rev. Mod. Phys.* **49** 31
- [15] Bize S, Sortais Y, Santos M S, Mandache C, Clairon A, Salomon C 1999 *Europhys. Lett.* **45** 558
- [16] Treffers R R 1977 *Appl. Opt.* **16** 3103
- [17] Bennett W R 1948 *Bell Syst. Tech.* **27** 446
- [18] Demtröder W (translated by Ji Y) 2008 *Laser Spectroscopy. Vol. 1: Basic Principles* (Beijing: Science Press) pp162–163 (in Chinese) [戴姆特瑞德 著 (姬扬译) 2012 激光光谱学: 原书第四版第1卷基础理论 (北京: 科学出版社) 第162—163页]
- [19] Ott H W (translated by Zou P *et al.*) 2009 *Electromagnetic Compatibility Engineering* (Beijing: Tsinghua University Press) pp195 (in Chinese) [奥特 著 (邹鹏等译) 2013 电磁兼容工程 (北京: 清华大学出版社) 第195页]

Signal-to-noise ratio of spin noise spectroscopy in rubidium vapor*

Shi Ping¹⁾ Ma Jian¹⁾ Qian Xuan¹⁾ Ji Yang^{1)†} Li Wei²⁾

1) (*SKLSM, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Science, Beijing 100083, China*)

2) (*Faculty of Maritime Technology and Operations, Norwegian University of Science and Technology, Aalesund 6025, Norway*)

(Received 19 August 2016; revised manuscript received 11 October 2016)

Abstract

Spin noise spectroscopy is a non-demolition technique to detect the spin dynamics, and it is a good way to realize spin property under thermal equilibrium. Since spin noise arises from spin fluctuation at thermal equilibrium, it is a weak signal, therefore, various methods are used to enhance the signal-to-noise ratio (SNR) of the measurement system. To study the influence from different factors on the quality of spin noise spectroscopy, we report spin noise spectroscopy measurements in Rubidium vapor with three methods: a commercial frequency analyzer, a data acquisition card (DAC) with fast Fourier transform (FFT) done by a computer, and a DAC with real-time FFT based on FPGA (field-programmable gate array), respectively. According to the experimental results, we discuss several parameters and their influences on the SNR of the spectrum, including spectrum accumulation time, measurement efficiency and acquisition resolution. We find that the accumulation time is the most important factor for achieving high-quality spectrum. Measurement efficiency indicates how a good quality of the spin noise spectroscopy can be achieved in a finite time period, and we make a comparison of measurement efficiency among three methods. However, improvement of acquisition resolution does not make much more contribution to the quality of spin noise spectroscopy. Taken all into account, the DAC with real-time FFT performs best due to its bigger data utilization ratio, higher measurement efficiency and the multiplex advantage, thus it is more helpful for spin noise spectroscopy measurement in the study of spin dynamics.

Keywords: spin noise spectroscopy, Rb vapor, signal-to-noise ratio, Faraday rotation

PACS: 72.25.Rb, 42.50.Lc, 32.30.-r, 06.20.Dk

DOI: [10.7498/aps.66.017201](https://doi.org/10.7498/aps.66.017201)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922304) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91321310, 11404325).

† Corresponding author. E-mail: jyang@semi.ac.cn