http://bhxb.buaa.edu.cn jbuaa@buaa.edu.cn
DOI: 10.13700/j.bh.1001-5965.2017.0652

# 金刚石$^{13}$C核子定位用参数可调动态解耦序列

张刚源, 袁珩*, 范鹏程
(北京航空航天大学 仪器科学与光电工程学院, 北京 100083)

**摘 要**: 针对金刚石内$^{13}$C核自旋的逐个定位,提出了一种非均匀分布周期内对称的动态解耦序列——可调动态解耦(APDD)序列。针对该序列,进行了理论推导和仿真分析;并就$^{13}$C核自旋定位精度指标,与目前金刚石内原子量子态操控使用最为广泛的CPMG(Carr-Purcell-Meiboom-Gill)脉冲序列和XY4序列进行了比较。结果表明,相比于CPMG序列与XY4序列,APDD序列可将单个$^{13}$C核自旋的定位精度提高6.27倍。进一步研究表明,在单个周期内比值$\tau_1/\tau$介于0.51~0.58范围为APDD序列核子定位最优工作条件。因此,APDD序列能被用于控制毗邻金刚石中$NV^-$色心的核自旋,并且在量子信息和量子探测器领域有着重要的应用。

**关 键 词**: 金刚石; $NV^-$色心; 动态解耦; 核自旋; 定位
**中图分类号**: TH744; O413.2
**文献标识码**: A **文章编号**: 1001-5965(2018)08-1733-06

近年来,在信息科学与技术诸多领域中量子传感、量子计算以及量子通信成为研究热点。含有负价氮原子-空位($NV^-$)色心的金刚石由于具有长相干时间和易于光学初始化与读出的优势,在量子信息领域已经成为研究热点[1-3]。$NV^-$色心与其周围其他核自旋有耦合作用,$NV^-$色心电子自旋与其他核自旋的耦合分为强耦合与弱耦合2类[4]。为了更有效地对核自旋进行控制,需对上述2类耦合作用进行探测与分析[5]。利用动态解耦序列可实现对强耦合的探测,而弱耦合通常会被动态解耦序列当做自旋噪声去除掉[6-8]。

为了解决这一问题,北京市计算中心赵楠研究员成功地在弱磁场强度下将CPMG(Carr-Purcell-Meiboom-Gill)[9]序列用于纯净化同位素的金刚石化学蒸汽沉积样品[10]($^{12}$C丰度>99.99%),探测距离$NV^-$色心大约为3.5 nm的单个$^{13}$C核自旋[11]。由于实验所用样品纯度太高,这一探测方法不具有普适性。于是该组在CPMG的基础上,利用变化的自由演化时间代替原有不变的自由演化时间,构成新的脉冲序列来进行弱耦合作用的探测,提高了对自旋耦合噪声的分辨能力[12]。与此同时,代尔夫特理工大学的van der Sar基于量子门思想,将微波π-脉冲与量子门结合起来对单个核自旋进行探测[13-14]。上述序列都在单个周期内使用了大量脉冲,影响了金刚石核自旋操控的实时性。哈佛大学的Kolkowitz等使用XY4序列避免了这一问题,成功探测了距离$NV^-$色心2个晶格以内的单个$^{13}$C核子自旋[15],但其定位精度仍有待提高。

前期工作中,笔者团队对于金刚石色心的操控手段与原理做了深入研究[1,16],在此基础上,本文设计出一种新型非均匀分布周期内对称的动态

**收稿日期**: 2017-10-23; **录用日期**: 2017-12-15; **网络出版时间**: 2018-01-26 18:42
**网络出版地址**: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20180126.1633.001.html
**基金项目**: 国家自然科学基金(61773046, 61403014, 61227902); 国家重点研发计划(2016YFB0501604)
* **通信作者**. E-mail: hengyuan@buaa.edu.cn

**引用格式**: 张刚源, 袁珩, 范鹏程. 金刚石$^{13}$C核子定位用参数可调动态解耦序列[J]. 北京航空航天大学学报, 2018, 44(8): 1733-1738. ZHANG G Y, YUAN H, FAN P C. Adjustable-parameter dynamical decoupling protocol for $^{13}$C nuclear addressing in diamond[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2018, 44(8): 1733-1738 (in Chinese).

解耦序列——可调动态解耦(Adjustable-Parameter Dynamical Decoupling,APDD)序列来达到减少单周期内脉冲个数并同时尽可能保证$^{13}$C 核自旋定位精度的目的。本研究包括根据新型脉冲的分布设计,计算 APDD 序列的调制函数,推算 $NV^-$ 色心的模型,利用模型进行仿真并分析。

## 1 理论推导与计算

### 1.1 系统哈密顿量

$NV^-$色心的电子基态为三重态,由$|0\rangle$和$|\pm1\rangle$构成。$NV^-$色心自旋会与环境中的$^{13}$C 核自旋 $\boldsymbol{I}_i$ 进行耦合,其中$^{13}$C 核自旋的量子数为$s=1/2$,自然丰度为 1.1%[17],并具有形如式(1)的哈密顿量[18]:

$$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_{\mathrm{NV}}+\boldsymbol{H}_{\mathrm{bath}}+\boldsymbol{H}_{\mathrm{int}} \tag{1}$$

式中:$\boldsymbol{H}_{\mathrm{NV}}$和$\boldsymbol{H}_{\mathrm{bath}}$分别为 $NV^-$色心和周围的环境哈密顿量;$\boldsymbol{H}_{\mathrm{int}}$为电子与环境之间的相互作用。当外加磁场 $\boldsymbol{B}$ 时,满足:

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{NV}}=-\gamma_{\mathrm{e}}\boldsymbol{B}\boldsymbol{S}+\Delta\boldsymbol{S}_z^2 \tag{2}$$

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{bath}}=-\gamma_{\mathrm{n}}\boldsymbol{B}\sum_i\boldsymbol{I}_i+\boldsymbol{H}_{\mathrm{dip}} \tag{3}$$

式中:$\gamma_{\mathrm{e}}$和$\gamma_{\mathrm{n}}$分别为电子自旋和$^{13}$C 核自旋的磁旋比;$\Delta$为电子自旋的零场分裂;$\boldsymbol{B}$为磁场强度;$\boldsymbol{S}$为电子的自旋角动量;$\boldsymbol{S}_z$为自旋角动量在 $z$ 轴的分量;核自旋之间的偶极相互作用为

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{dip}}=\sum_{i<j}D_{ij}\left[\boldsymbol{I}_i\cdot\boldsymbol{I}_j-\frac{3(\boldsymbol{I}_i\cdot\boldsymbol{r}_{ij})(\boldsymbol{r}_{ij}\cdot\boldsymbol{I}_j)}{\boldsymbol{r}_{ij}^2}\right] \tag{4}$$

其中:$\boldsymbol{r}_{ij}$为第 $i$ 个核自旋到第 $j$ 个核自旋的位移;$\boldsymbol{I}_i$和$\boldsymbol{I}_j$分别为第 $i$ 和 $j$ 个核子自旋;相互作用强度为

$$D_{ij}=\frac{\mu_0\gamma_n^2}{4\pi|\boldsymbol{r}_{ij}|^3} \tag{5}$$

其中:$\mu_0$为真空磁导率;电子和环境之间的相互作用为

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{int}}=\boldsymbol{S}\cdot\sum_i\boldsymbol{A}_i\cdot\boldsymbol{I}_i \tag{6}$$

其中:$\boldsymbol{A}_i$为第 $i$ 个核自旋的超精细作用矢量,表达式为

$$\boldsymbol{A}_i=\frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{\gamma_{\mathrm{e}}\gamma_{\mathrm{n}}}{\boldsymbol{r}_{iv}^3}\cdot\left(\boldsymbol{z}-\frac{3(\boldsymbol{z}\cdot\boldsymbol{r}_{iv})\cdot\boldsymbol{r}_{iv}}{\boldsymbol{r}_{iv}^2}\right) \tag{7}$$

其中:$\boldsymbol{z}$为 $z$ 轴单位向量;$\boldsymbol{r}_{iv}$为第 $i$ 个核自旋到空位的位移。

### 1.2 动态解耦序列调制函数

CPMG 作为等间隔均匀分布周期序列,周期为 $\tau$,其调制函数为 $F(t)=F(t+\tau)$,进行傅里叶展开得

$$F(t)=\sum_{k=0}^{\infty}f_k\cos(k\omega_{\mathrm{DD}}t) \tag{8}$$

式中:$\omega_{\mathrm{DD}}=2\pi/\tau$,并且傅里叶系数 $f_k$ 为

$$f_k=\frac{2}{\tau}\int_0^{\tau}F(t)\cos(k\omega_{\mathrm{DD}}t)\,\mathrm{d}t \tag{9}$$

调制函数和傅里叶系数都是由脉冲数量以及脉冲间隔决定的,由于 CPMG 序列一个周期 $\tau$ 内有 2 个脉冲且脉冲间隔为 $\tau/2$,根据式(9)可以计算得

$$f_k=\begin{cases}0 & k=0\\ \dfrac{4}{k\pi}\sin\left(\dfrac{k\pi}{2}\right) & k>0\end{cases} \tag{10}$$

由式(10)可知,CPMG 的傅里叶系数是不可变的。而对于同样是等间隔均匀分布周期序列的 XY4,式(10)代表了 CPMG 与 XY4 的傅里叶系数。

本文 APDD 序列如图 1 所示,一个周期内有 4 个 $\pi$ 脉冲,脉冲间隔满足关系 $\tau_1+\tau_2=\tau$。

根据 APDD 序列的脉冲分布情况,可以得到如式(11)所示的调制函数:

$$F(t)=\begin{cases}1 & 0\leqslant t<\tau_1\\ -1 & \tau_1\leqslant t<\tau+\tau_1\\ 1 & \tau+\tau_1\leqslant t<2\tau+\tau_2\\ -1 & 2\tau+\tau_2\leqslant t<3\tau+\tau_2\\ 1 & 3\tau+\tau_2\leqslant t<4\tau\end{cases} \tag{11}$$

根据式(9)的计算方法对式(11)所示调制函数进行计算得到傅里叶系数为

$$f_k=\begin{cases}0 & k=0\\ \dfrac{2}{k\pi}\left[\sin\left(\dfrac{k\pi\tau_1}{2\tau}\right)+(-1)^k\sin\left(\dfrac{k\pi(\tau-\tau_1)}{2\tau}\right)\right] & k>0\end{cases} \tag{12}$$

根据式(12),在 $k>0$ 时,$f_k$ 可以通过改变比值 $\tau$ 来进行调整,从而达到在同等脉冲数量的情况下对单个$^{13}$C 核自旋定位更加精确的效果。

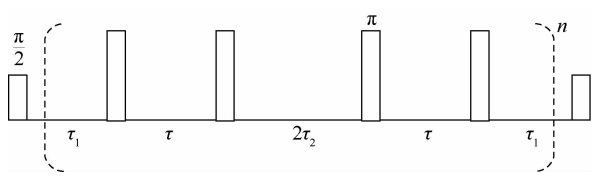



图 1 APDD 脉冲序列单周期内脉冲分布示意图

Fig. 1 Schematic of pulse distribution of APDD pulse protocol in single cycle

http://bhxb.buaa.edu.cn

## 2　仿真计算

### 2.1　金刚石模型的构建

根据金刚石晶胞结构来构造模型,金刚石晶胞结构中每个原子与相邻的 4 个原子形成正四面体,NV$^-$色心结构为一个 N 原子与空位相邻,目前主要考虑的其他杂质粒子为$^{13}$C 核子,根据其 1.1% 的自然丰度进行随机分布在模型中。图 2 中心最大粒子表示 N 核子,紧邻的粒子表示空位,它们构成了 NV$^-$色心,三角形粒子表示$^{13}$C 核子,最小的粒子表示没有参与耦合的$^{12}$C 核子和其他未参与到耦合中的其他原子。

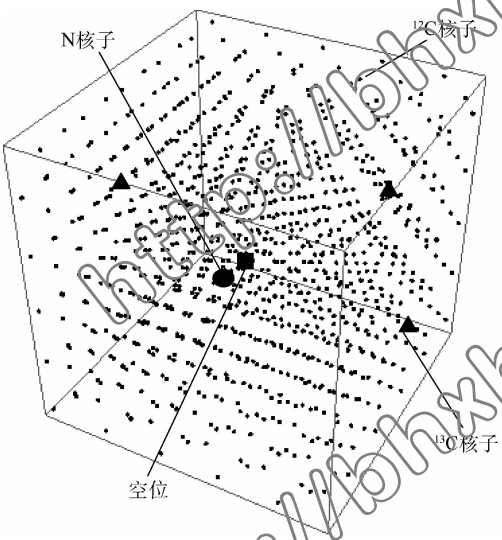



图 2　NV$^-$色心金刚石模型

Fig. 2　NV$^-$ color center diamond model

### 2.2　核子定位仿真计算

在旋转坐标系下,一个沿着 $x$ 轴的微波 π 脉冲记为[19]

$$X_\pi = \exp(-\mathrm{i}\pi S_x) \tag{13}$$

式中:$S_x$ 为泡利算符。对于不同脉冲序列都可以用脉冲操作和自由演化算符来得到相应的表示。比如由 4 个沿 $x$ 轴方向的 π 脉冲和 2 个沿着 $y$ 轴的 π/2 脉冲构成的 CPMG-4 脉冲序列的表达式为[20]

$$U = Y_{\frac{\pi}{2}} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\tau}{2}} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\tau}{2}} Y_{\frac{\pi}{2}} \tag{14}$$

而对于一个周期 XY4,其表达式为

$$U = Y_{\frac{\pi}{2}} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\tau}{2}} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} Y_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} Y_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{\tau}{2}} Y_{\frac{\pi}{2}} \tag{15}$$

对于只含有一个周期的 APDD 脉冲序列的表达式为

$$U = Y_{\frac{\pi}{2}} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau_1} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}2\tau_2} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau} X_\pi \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\tau_1} Y_{\frac{\pi}{2}} \tag{16}$$

式(14)~式(16)中:$Y_{\frac{\pi}{2}} = \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\pi}{2} S_y\right)$,$S_y$ 为泡利算符,因为式(14)~式(16)表示的操作顺序为从右向左,所以置于式子右端的表示初始化脉冲,而置于左端的表示输出脉冲。假设初始态为

$$\boldsymbol{\rho} = |0\rangle\langle 0| \otimes \frac{1}{2^n}\boldsymbol{I} \tag{17}$$

式中:$\frac{1}{2^n}\boldsymbol{I}$ 为 NV$^-$色心周围的核自旋态,$\boldsymbol{I}$ 为$^{13}$C 的核自旋对应的密度矩阵。让电子态保留在 $|0\rangle$ 的概率为

$$P_{|0\rangle} = \mathrm{tr}\{\rho U^+ |0\rangle\langle 0|\} \tag{18}$$

根据 1.2 节关于脉冲等间距均匀分布的 CPMG 和 XY4 序列以及脉冲非等间距均匀分布的 APDD 序列的调制函数计算,CPMG 和 XY4 有着相同的调制函数。利用设计的 NV$^-$色心金刚石模型分别针对 2 种序列进行了仿真实验。给出的 3 个核子与 NV$^-$色心的距离分别为 1.0、1.3 和 0.8 nm。沿着 NV$^-$色心的 NV 轴向添加 180 G 磁场,引起的拉莫尔进动频率要大于超精细场 $\boldsymbol{A}_i$,CPMG/XY4 序列与 APDD 序列仿真所用脉冲数量均为 480,仿真结果如图 3 所示。其中,$x$ 轴表示探测频率,$y$ 轴表示 $|0\rangle$ 布居数。3 条直线表示 3 个核自旋的拉莫进动频率,分别为 174.692、194.693 和 210.839 kHz,与 3 个核子一一对应,其计算式为

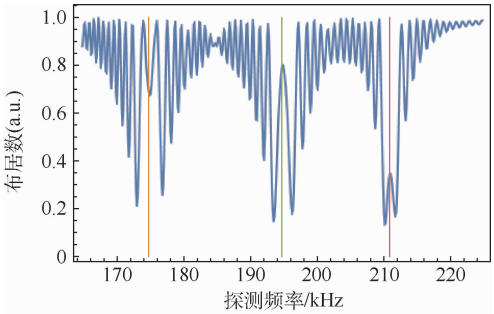
$$\omega_{^{13}\mathrm{C}} = \gamma_n |\boldsymbol{B}| + 0.5|\boldsymbol{A}_i| \tag{19}$$

## 3　讨　论

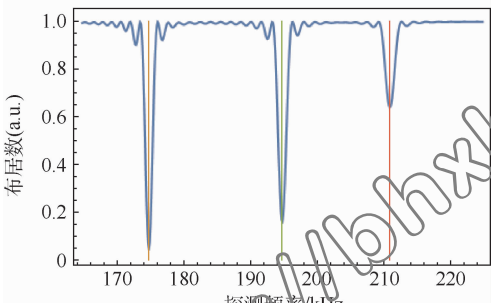
根据图 3,在 CPMG、XY4 序列用于探测$^{13}$C 核子自旋时,$|0\rangle$ 布居数在核子拉莫进动频率周围会出现较为激烈的振荡,而 APDD 序列只在 3 个核子处有共振峰。这是由于$^{13}$C 核子自旋周围存在超精细场,会对电子产生耦合作用,距离核子越近,影响越强烈,也就会出现更剧烈的振荡。正如式(10)给出的计算结果,CPMG/XY4 序列调制函数的傅里叶系数是不可调的,因此在应对单个$^{13}$C 核自旋时,CPMG 只能大致给出$^{13}$C 核子自旋拉莫进动频率的范围,偏差分别为8.62、6.70和4.83 kHz。使用 APDD 序列应对单个$^{13}$C 核自旋时,可以通过调整比值即周期内脉冲间距比例来降低线宽,从而提高定位的精度。如图 3(b)中 $|0\rangle$ 布居数变化曲线求得的线宽分别为 1.32、1.44和 1.56 kHz,如图 4 所示,图中 C1、C2 和 C3 分别对应 3 个核自旋。

通过设定 APDD 序列单个周期内比值为 $\tau_1/\tau = 0.58$,相比于 CPMG/XY4 序列,APDD 序列已经使得 3 个核子的线宽分别降低 7.30、5.26 和 3.27 kHz。可以看出,对于这 3 个核子来说,单个

http://bhxb.buaa.edu.cn




(a) CPMG/XY4序列核子定位|0〉布居数变化




(b) APDD序列核子定位|0〉布居数变化

图 3 CPMG/XY4 序列与 APDD 序列核子定位比较

Fig. 3 Comparison of nuclear addressing between CPMG/XY4 and APDD protocols

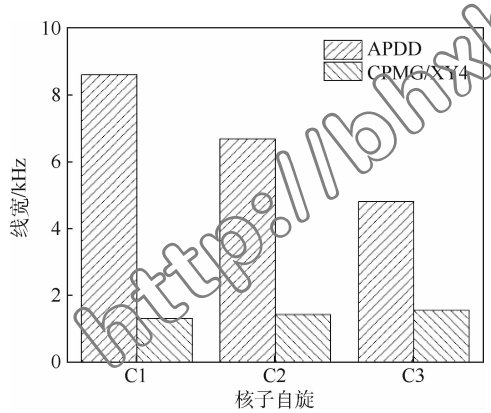



图 4 CPMG/XY4 序列和 APDD 序列线宽条形图

Fig. 4 Bar chart of linewidth of CPMG/XY4 and APDD protocols

周期内比值为 $\tau_1/\tau = 0.58$ 的 APDD 相比于 CPMG/XY4 序列提高的精度可达 6.27 倍。由于比值可调,可以通过改变比值来研究核自旋定位的精度的稳定程度。比值 $\tau_1/\tau$ 从 0.51 变到 1,步长为 0.01,研究不同比值 APDD 核子定位 $|0\rangle$ 布居数变化曲线的线宽变化情况如图 5 所示。

图 5 中 3 个核子 C1、C2 和 C3 的拉莫进动频率为 174.692、194.693 和 210.839 kHz。由于随着比值不断增大,即 APDD 序列内脉冲间隔 $\tau_1$ 与 $\tau_2$ 的差距越来越大,以 4 个脉冲为一周期,脉冲周期的间隔时间($2\tau_1$)越来越长,周期内脉冲间隔时间($2\tau + 2\tau_2$)越来越短。量子态中的 $|0\rangle$ 态

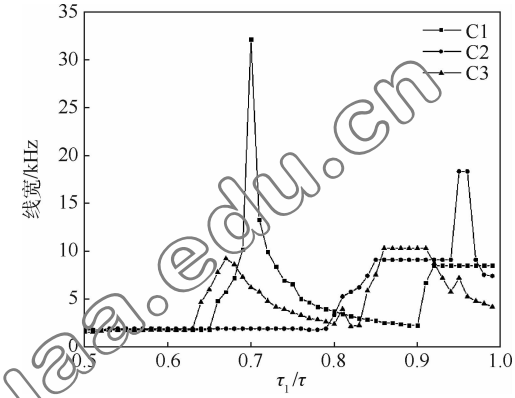



图 5 APDD 序列线宽变化

Fig. 5 APDD protocols linewidth variation

自由演化越来越不充分,布居数变化越来越小,同时 $|0\rangle$ 布居数翻转加快,对 $^{13}C$ 核子自旋的定位受到影响从而线宽增大,所以相应的线宽从 C1 到 C3 呈递增的趋势,并且线宽呈现杂乱无章的状态,难以定位出目标核子的频率,进而越来越无法精确定位 $^{13}C$ 核子。因此,本文关注点是提出比值 $\tau_1/\tau$ 在位于 0.51 ~ 0.58 之间时 3 个核子的线宽都相对稳定且线宽值都小于 1.8。并且,结合核子定位的结果可看出,本文 APDD 序列在该范围内有着比 CPMG/XY4 更优的能力。

## 4 结 论

1) 本文提出 APDD 序列用于金刚石色心 $^{13}C$ 核自旋定位,针对其理论模型进行了推导计算与仿真分析。

2) APDD 序列对于金刚石色心 $^{13}C$ 核自旋定位精度比常规的 CPMG 序列与 XY4 序列明显提高,以单个周期内比值 $\tau_1/\tau = 0.58$ 为例,定位精度提高可达 6.27 倍。

3) 单个周期内比值 $\tau_1/\tau$ 介于 0.51 ~ 0.58 范围内 APDD 在用于核子定位时可以保持较高的精度。

4) 通过理论推导与仿真计算,CPMG 序列与 XY4 序列在核自旋定位方面效果相同。

### 参考文献 (References)

[1] ZHANG C, YUAN H, TANG Z, et al. Inertial rotation measurement with atomic spins: From angular momentum conservation to quantum phase theory[J]. Applied Physics Reviews, 2016, 3(4): 041305.

[2] BIGNEY E. Flawed to perfection: Ultra-pure synthetic diamonds offer advances in fields from quantum computing to cancer diagnostics[J]. Nature News, 2014, 505: 472-474.

[3] ALEGRE T P M, SANTORI C, MEDEIROS-RIBEIRO G, et al. Polarization-selective excitation of nitrogen vacancy centers in

http://bhxb.buaa.edu.cn

diamond[J]. Physical Review B,2007,76(16):165205.

[4] NEUMANN P,BECK J,STEINER M,et al. Single-shot readout of a single nuclear spin[J]. Science,2010,329(5991):542-544.

[5] ALBRECHT A,PLENIO M B. Filter design for hybrid spin gates[J]. Physical Review A,2015,92(2):02340.

[6] LONDON P,SCHEUER J,CAI J M,et al. Detecting and polarizing nuclear spins with double resonance on a single electron spin[J]. Physical Review Letters,2013,111(6):467-473.

[7] CYWINSKI L,LUTCHYN R M,NAVE C P,et al. How to enhance dephasing time in superconducting qubits[J]. Physical Review B,2008,77(17):998-1002.

[8] YUGE T,SASAKI S,HIRAYAMA Y. Measurement of the noise spectrum using a multiple-pulse sequence[J]. Physical Review Letters,2011,107(17):170504.

[9] MEIBOOM S,GILL D. Modified spin-echo method for measuring nuclear relaxation times[J]. The Review of Scientific Instruments,1958,29(8):688-691.

[10] MIZUOCHI N,ISOYA J,NIITSUMA J,et al. Isotope effects between hydrogen and deuterium microwave plasmas on chemical vapor deposition homoepitaxial diamond growth[J]. Journal of Applied Physics,2007,101(10):103501.

[11] ZHAO N,HONERT J,SCHMID B,et al. Sensing single remote nuclear spins[J]. Nature Nanotechnology,2012,7:657-662.

[12] ZHAO N,WRACHTRUP J,LIU R B. Dynamical decoupling design for identifying weakly coupled nuclear spins in a bath[J]. Physical Review A,2014,90(3):032319.

[13] VAN DER SAR T,WANG Z H,BLOK M S,et al. Decoherence-protected quantum gates for a hybrid solid-state spin register[J]. Nature,2012,484(7392):82-86.

[14] TAMINIAU T H,WAGENAAR J J,VAN DER SAR T,et al. Detection and control of individual nuclear spins using a weakly coupled electron spin[J]. Physical Review Letters,2012,109(13):137602.

[15] KOLKOWITZ S,UNTERREITHMEIER Q P,BENNETT S D,et al. Sensing distant nuclear spins with a single electron spin[J]. Physical Review Letters,2012,109(13):137601.

[16] ZHANG N,ZHANG C,XU L X,et al. Microwave magnetic field coupling with nitrogen-vacancy center ensembles in diamond with high homogeneity[J]. Applied Magnetic Resonance,2016,47(6):589-599.

[17] WANG Z Y,HAASE J F,CASANOVA J,et al. Positioning nuclear spins in interacting clusters for quantum technologies and bio-imaging[J]. Physical Review B,2016,93(17):174104.

[18] ZHAO N,HO S W,LIU R B. Decoherence and dynamical decoupling control of nitrogen vacancy center electron spins in nuclear spin baths[J]. Physical Review B,2012,85(11):115303.

[19] ÁLVAREZ G A,AJOY A,PENG X,et al. Performance comparison of dynamical decoupling sequences for a qubit in a rapidly fluctuating spin-bath[J]. Physical Review A,2010,82(4):042306.

[20] WANG Z H,LANGE G,RISTÈD,et al. Comparison of dynamical decoupling protocols for a nitrogen-vacancy center in diamond[J]. Physical Review B,2012,85(15):155204.

**作者简介：**

**张刚源**　男，硕士研究生。主要研究方向：金刚石色心量子态操控。

**袁珩**　男，博士，副教授，硕士生导师。主要研究方向：金刚石色心量子态操控、量子传感、微纳芯片。

**范鹏程**　男，博士研究生。主要研究方向：金刚石色心量子态操控、金刚石色心量子传感。

http://bhxb.buaa.edu.cn

# Adjustable-parameter dynamical decoupling protocol for $^{13}C$ nuclear addressing in diamond

ZHANG Gangyuan, YUAN Heng*, FAN Pengcheng

(School of Instrumentation Science and Opto-electronics Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

**Abstract**: A symmetric non-equally spaced protocol named adjustable-parameter dynamical decoupling (APDD) was proposed to individually map $^{13}C$ nuclear spin in diamond. The principles of the APDD sequence are in detail numerically calculated and simulation analyzed. The $^{13}C$ nuclear spin addressing accuracy of APDD protocol was compared with Carr-Purcell-Meiboom-Gill (CPMG) and XY4 protocol, which are most widely used in diamond atom quantum manipulation. Results show that the $^{13}C$ nuclear spin addressing accuracy of APDD protocol was 6.27 times higher than CPMG and XY4 sequences. Furthermore, $\tau_1/\tau$ ratio ranging from 0.51 to 0.58 is the best operating condition for APDD protocol. The APDD protocol will pave the way towards manipulation of the nuclear spins surrounding the $NV^-$ color center in diamond, which has significant applications in quantum information and quantum detector.

**Keywords**: diamond; $NV^-$ color center; dynamical decoupling; nuclear spin; addressing

http://bhxb.buaa.edu.cn

**Received**: 2017-10-23; **Accepted**: 2017-12-15; **Published online**: 2018-01-26 18:42

**URL**: kns.cnki.net/kcms/detail/11.2625.V.20180126.1633.001.htm

**Foundation items**: National Natural Science Foundation of China (61773046, 61403014, 61227902); National Key R&D Program of China (2016YFB0501604)

* **Corresponding author**. E-mail: hengyuan@buaa.edu.cn