

## ИСКЛЮЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ В ИЗМЕРЕНИЯХ СУПЕРПОЗИЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ СПИНА ЯДРА В АЗОТНО-ВАКАНСИОННОМ ЦЕНТРЕ В АЛМАЗЕ

В. В. Сошенко<sup>1,2</sup>, И. С. Кожокару<sup>1-3</sup>, А. М. Козодаев<sup>4</sup>,  
С. В. Большедворский<sup>1,2</sup>, О. Р. Рубинас<sup>1-3</sup>, В. Н. Сорокин<sup>1,2</sup>,  
А. Н. Смолянинов<sup>2</sup>, А. В. Акимов<sup>1-3,5</sup>

*Азотно-вакансионные центры окраски в кристаллах алмаза могут быть использованы для измерения вращения. Однако известный на сегодня алгоритм считывания вращения чувствителен к синфазному сдвигу переходов, вызываемому изменением температуры алмаза. В работе предложен алгоритм импульсного детектирования фазы, накопленной суперпозиционным состоянием, в котором подавлен сигнал синфазного сдвига частот переходов и тем самым подавлено влияние температурной зависимости квадрупольного расщепления на измерение скорости вращения.*

**Ключевые слова:** центр окраски азот-вакансия в алмазе, гироскоп.

Отрицательно заряженные азотно-вакансионные центры окраски ( $NV^-$  центры) в алмазе используются в качестве сенсора для реализации ряда квантовых датчиков, таких как магнетометры [1–3], термометры [4–6], датчики электрического поля [7]. Наличие ядерного спина у  $NV^-$  центра открывает возможности создания компактного прецизионного датчика угловой скорости – гироскопа [8]. Последние работы [9, 10] в

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

<sup>2</sup> Сенсор Спин Технолоджис, 121205 Россия, Москва, Территория Сколково инновационного центра, ул. Нобеля, д. 7, пом. 54; e-mail: soshenko.v@gmail.com.

<sup>3</sup> Международный центр квантовых технологий, 121205 Россия, Москва, Территория Инновационного Центра.

<sup>4</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, институт ЛаПлаз.

<sup>5</sup> НИТУ “МИСиС”, 119049 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 4.

данном направлении подтвердили возможность измерения угловой скорости при помощи ядерного спина  $NV^-$  центра.

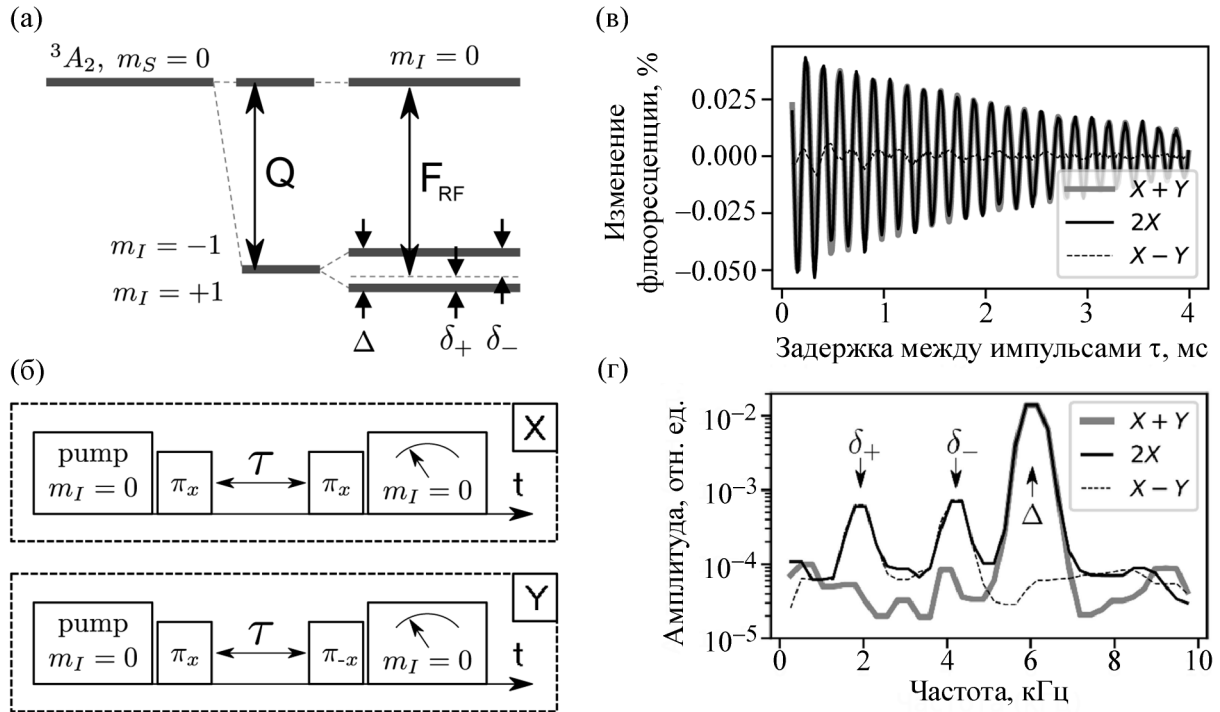


Рис. 1: (а) уровни энергии  $NV^-$  центра, задействованные в эксперименте; (б) схема эксперимента импульсного детектирования частоты  $\Delta$ . Эксперимент “Y” отличается от эксперимента “X” изменением фазы второго  $\pi$ -импульса по отношению к первому; (в) сигналы флюоресценции, зарегистрированные в эксперименте.  $2X$  – удвоенный (для сравнения) сигнал, полученный в эксперименте X без изменения фазы второго  $\pi$ -импульса.  $X+Y$  – сигнал, в котором паразитные компоненты были исключены изменением фазы второго  $\pi$ -импульса.  $X-Y$  – паразитный сигнал на частотах  $\delta_+$ ,  $\delta_-$ ; (г) фурье-спектры сигналов, изображенных на (в). Для подавления спектральной диффузии использовалось оконное преобразование Фурье с окном Блэжмана. Стрелками показаны частоты, соответствующие отстройкам частоты  $F_{RF}$  от частот переходов между уровнями, обозначенными на схеме (а), и частота запрещённого перехода  $\Delta$ . Амплитуда гармоник паразитного сигнала ( $\delta_+$ ,  $\delta_-$ ) в эксперименте с изменением фазы ( $X+Y$ ) подавлена в 9 раз по сравнению с экспериментом без изменения фазы импульса ( $2X$ ).

Измерение скорости вращения с помощью  $NV^-$  центра основано на измерении фазы, накопленной суперпозиционным спиновым состоянием при вращении алмаза. Метод

во многом похож на метод измерения частоты перехода в атомных часах [11], однако имеет свою специфику. Используется суперпозиционное состояние уровней  $|m_I = -1\rangle$ ,  $|m_I = +1\rangle$  на подуровне  $m_S = 0$  основного состояния  ${}^3A_2 NV^-$  центра (рис. 1(a)). Метод возбуждения и считывания подобных состояний был предложен в [12], который в задаче гироскопа может быть адаптирован следующим образом. Первым шагом является подготовка  $NV^-$  центра в состояние  $|m_I = 0\rangle$ , затем следует создать суперпозиционное состояние  $|B\rangle = (|m_I = -1\rangle + |m_I = +1\rangle)/\sqrt{2}$  при помощи бихроматического  $\pi$ -импульса. Импульс создается переменным магнитным полем, направленным ортогонально оси симметрии  $NV^-$  центра, на двух частотах переходов  $|m_I = 0\rangle \leftrightarrow |m_I = \pm 1\rangle$ . Спустя время ожидания  $\tau$ , состояние системы будет:

$$\frac{e^{-i\Delta\tau/2}|m_I = -1\rangle + e^{+i\Delta\tau/2}|m_I = +1\rangle}{\sqrt{2}} = \frac{-i \sin(\Delta\tau/2)|D\rangle + \cos(\Delta\tau/2)|B\rangle}{\sqrt{2}},$$

где  $|D\rangle = (|m_I = +1\rangle - |m_I = -1\rangle)/\sqrt{2}$ ,  $\Delta$  – частота запрещенного перехода между уровнями  $|m_I = -1\rangle \leftrightarrow |m_I = +1\rangle$ ,  $\Delta\tau$  – динамическая фаза, накопленная за время  $\tau$ . При изменении времени  $\tau$  населенность состояния  $|B\rangle$  осциллирует с частотой  $\Delta$ . Для регистрации осцилляций после времени  $\tau$  к ансамблю повторно прикладывается бихроматический  $\pi$ -импульс, переносящий населенность уровня  $|B\rangle$  на уровень  $|m_I = 0\rangle$ . Населенность уровня  $|m_I = 0\rangle$  определяется по интенсивности флюоресценции в эксперименте оптически детектируемого магнитного резонанса. При сканировании задержки между импульсами  $\tau$  и повторении измерения в сигнале флюоресценции (рис. 1(в)) можно зарегистрировать осцилляции на частоте  $\Delta$ . Частота осцилляций зависит от скорости вращения установки и может быть использована для её измерения.

Как было показано в работе [13], величина квадрупольного расщепления  $Q$ , синхронно сдвигающая уровни  $|m_I = \pm 1\rangle$ , зависит от температуры кристалла. Поскольку в рассмотренном протоколе во время накопления фазы населенность уровня  $|m_I = 0\rangle$  равна нулю, изменение величины  $Q$  (см. рис. 1(a)) не должно повлиять на результат эксперимента. На практике полная поляризация ядерного спина не достигается и метод оказывается чувствителен к температурному дрейфу квадрупольного расщепления [13]. Состояние  $|m_I = 0\rangle$  оказывается населенным, что приводит к появлению паразитного сигнала, появляющегося на частотах, равных разности частот поля и частот разрешенных переходов. Для подавления паразитных сигналов в эксперименте с бихроматическим полем в работе [14] было предложено усреднение сигнала по 4 последовательным измерениям, в которых модулируются фазы компонент бихроматического поля второго  $\pi$ -импульса.

В работе [10] бихроматическое поле было заменено монохроматическим на частоте  $F_{RF} \approx Q$  (рис. 1(а)). Данная замена возможна при условии, что частота Раби много больше величины расщепления  $\Delta$ . Монохроматическое возбуждение проще реализовать на практике, учитывая, что в поле 1 мТл, используемом в эксперименте [10], расщепление  $\Delta$  составляет всего 6 кГц. Метод измерения с монохроматическим возбуждением не лишен тех же недостатков описанного выше протокола. В частности, возникает паразитный сигнал на частотах отстройки поля от резонансных частот,  $\delta_+$ ,  $\delta_-$  (рис. 1(а)).

В настоящей работе для исключения паразитного сигнала предложено использовать модуляцию фазы второго  $\pi$ -импульса путём чередования экспериментов “X” и “Y” (см. рис. 1(б)). В эксперименте “Y” фаза второго импульса изменена на  $\pi$  по отношению к первому импульсу. При этом фаза паразитного сигнала также изменяется на  $\pi$ . Фаза полезного сигнала на частоте  $\Delta$  при этом не изменяется. В результате суммирования сигналов, полученных в экспериментах “X” и “Y”, паразитный сигнал подавляется.

Для демонстрации превосходства метода было проведено измерение накопленной ядерными спинами фазы двумя методами – без модуляции фазы  $\pi$ -импульса (“XX...”) и с модуляцией  $\pi$ -импульса (“XYXY...”). Экспериментальная установка аналогична описанной в [10]. В рамках данного эксперимента вращение установки не производилось. В силу несовершенства спиновой поляризации ненулевая населённость на уровне  $|m_I = 0\rangle$  приводит к возникновению паразитного сигнала вращения даже в отсутствие вращения. Результаты экспериментов представлены на рис. 1((в),(г)). По спектру сигналов видно, что применение модуляции фазы импульса, предложенное в данной работе, позволяет подавить паразитный сигнал как минимум в 9 раз по амплитуде (рис. 1(г)) по сравнению со схемой, не использующей модуляцию.

Таким образом, применение предложенной фазово-модуляционной последовательности решает проблему чувствительности сигнала вращения, основанного на ядерных суперпозиционных состояниях, к ложным эффектам, вызванным изменением температуры. Более того, предложенная последовательность в первом порядке не чувствительна к синфазному сдвигу ядерных уровней независимо от природы сдвига, и может быть использована и в других сенсорах, использующих измерение состояния ядерного спина.

Данное исследование поддержано Российским научным фондом, грант № 21-42-04407.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. Wolf, P. Neumann, K. Nakamura, et al., Phys. Rev. X **5**(4), 041001 (2015). DOI: 10.1103/PHYSREVX.5.041001/ FIGURES/3/MEDIUM.

- [2] J. M. Taylor, P. Cappellaro, L. Childress, et al., *Nat. Phys.* **4**(10), 810 (2008). DOI: 10.1038/nphys1075.
- [3] H. Clevenson, M. E. Trusheim, C. Teale, et al., *Nature Phys.* **11**, 393 (2015). DOI: 10.1038/NPHYS3291.
- [4] G. Kucsko, P. C. Maurer, N. Y. Yao, et al., *Nature* **500**(7460), 54 (2013). DOI: 10.1038/nature12373.
- [5] I. V. Fedotov, N. A. Safronov, Yu. G. Ermakova, et al., *Sci. Rep.* **5**(1), 15737 (2015). DOI: 10.1038/srep15737.
- [6] A. A. Lanin, I. V. Fedotov, Yu. G. Ermakova, et al., *Opt. Lett.* **41**(23), 5563 (2016). DOI: 10.1364/OL.41.005563.
- [7] F. Dolde, H. Fedder, M. W. Doherty, et al., *Nat. Phys.* **7**(6), 459 (2011). DOI: 10.1038/nphys1969.
- [8] A. Ajoy, P. Cappellaro, *Phys. Rev. A* **86**(6), 062104 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevA.86.062104.
- [9] A. Jarmola, S. Lourette, V. M. Acosta, et al., *Sci. Adv.* **7**(43), 3840 (2021). DOI: 10.1126/SCIADV.ABL3840.
- [10] V. V. Soshenko, S. V. Bolshedvorskii, O. Rubinas, et al., *Phys. Rev. Lett.* **126**(19), 197702 (2021). DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.126.197702.
- [11] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**(23), 4619 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.4619.
- [12] K. Fang, V. M. Acosta, C. Santori, et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**(13), 130802 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.130802.
- [13] V. V. Soshenko, V. V. Vorobyov, S. V. Bolshedvorskii, et al., *Phys. Rev. B* **102**(12), 125133 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.102.125133.
- [14] C. A. Hart, J. M. Schloss, M. J. Turner, et al., *Phys. Rev. Appl.* **15**(4), 044020 (2021). DOI: 10.1103/PHYSREVAPPLIED.15.044020.

Поступила в редакцию 25 ноября 2022 г.

После доработки 30 ноября 2022 г.

Принята к публикации 1 декабря 2022 г.