

09

Влияние поляризационных характеристик пробного излучения на сигнал оптически детектируемого магнитного резонанса в магнитометрических и гироскопических квантовых датчиках

© А.К. Вершовский, С.П. Дмитриев, А.С. Пазгалев, М.В. Петренко

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: antver@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 июня 2019 г.

В окончательной редакции 14 июня 2019 г.

Принято к публикации 25 июня 2019 г.

Рассматривается влияние поляризационных характеристик пробного лазерного излучения в схемах квантовых датчиков (магнитометров на основе эффекта электронного парамагнитного резонанса и гироскопов, использующих одновременно эффекты электронного и ядерного магнитного резонанса) на амплитуду сигнала этих датчиков. Выведены и экспериментально проверены использующие формализм Стокса–Мюллера соотношения, связывающие величину сигнала магнитного резонанса с параметрами элементов оптической схемы датчика. Показано, что основное деструктивное влияние на сигнал в стандартной двухлучевой схеме оказывают фазовые задержки, вносимые как металлическими, так и диэлектрическими зеркалами. Предложены и апробированы методы компенсации этого деструктивного влияния.

Ключевые слова: оптически детектируемый магнитный резонанс, квантовый магнитометр, поляризация света.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.20.48383.17930

Два последних десятилетия характеризуются возрождением и бурным ростом интереса к квантовым датчикам, использующим оптическую накачку и оптическое детектирование магнитного резонанса в ячейках, содержащих пары щелочных атомов [1,2]. Этот интерес обусловлен в первую очередь появлением надежных компактных источников резонансного лазерного излучения, которое в этих датчиках используется как для накачки, так и для детектирования резонанса. В частности, с появлением лазеров с вертикально-излучающим резонатором [3,4] стала возможной разработка сверхкомпактных магнитометров [5,6] и гироскопов на основе эффекта ядерного магнитного резонанса [7,8]. Эти схемы получили дальнейшее развитие благодаря использованию таких нелинейных эффектов, как сужение линии магнитного резонанса при высокой интенсивности лазерной накачки [9] и в нулевых магнитных полях [10,11]. В результате чувствительность оптических магнитометрических датчиков была повышена настолько, что позволила им конкурировать со сверхпроводящими датчиками в магнитоэнцефалографических системах [12].

В классической двухлучевой схеме датчика [13] оптическая накачка атомов щелочного металла осуществляется циркулярно поляризованным лучом, настроенным на центр линии поглощения и направленным вдоль оси z , т.е. вдоль магнитного поля, а для детектирования используется пробный луч, направленный вдоль оси x (рис. 1). Максимальная чувствительность, а также степень подавления флуктуаций лазерного излучения реализуются при детектировании пробным линейно поляризованным лучом, отстроенным по частоте от цен-

тра линии оптического поглощения щелочного металла на несколько ее ширин. Магнитные моменты атомов в постоянном поле прецессируют на так называемой ларморовской частоте в плоскости xOy ; резонансное радиочастотное поле выравнивает фазы прецессий отдельных моментов. Поперечная компонента коллективного момента создает в системе осциллирующее циркулярное двулучепреломление, вследствие чего азимут плоскости поляризации пробного луча также осциллирует на частоте магнитного резонанса. Эти осцилляции детектируются измерителем угла поляризации, в простейшем случае представляющим собой балансный фотоприемник (БФП), состоящий из поляризационного расщепителя и двух детекторов интенсивности излучения.

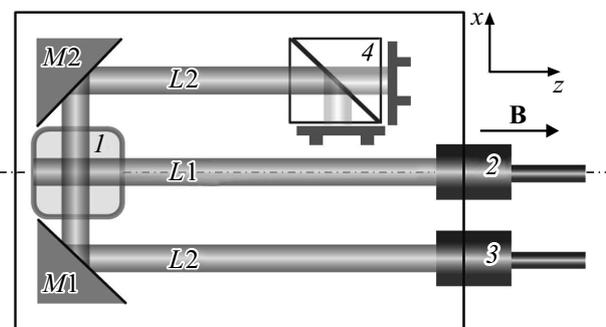


Рис. 1. Упрощенная схема квантового датчика. 1 — ячейка, 2 — ввод излучения накачки, 3 — ввод пробного излучения, 4 — балансный фотоприемник, L1 — луч оптической накачки, L2 — пробный луч, M1, M2 — зеркала.

Параметры зеркал

Тип	Обозначение	R_p	R_s	$\chi, ^\circ$
Алюминиевое	Al	0.876*	0.936	4.911
Алюминиевое (эксперимент)	Al(<i>Exp</i>)	0.848*	0.936*	7.9*
Алюминиевое с покрытием	Al + SiO ₂	0.848*	0.942*	17.0*
Серебряное	Ag	0.979	0.989	9.424
Золотое	Au	0.940	0.969	1.492
Диэлектрическое	<i>Dielectr.</i>	0.990**	0.995**	38.0*

* Данные получены в эксперименте.

** Данные взяты из каталога производителя.

Требования компактности заставляют в большинстве случаев использовать на практике схему, в которой детектирующий луч входит в датчик параллельно лучу накачки, а на входе в ячейку и на выходе из нее поворачивается на 90° зеркалами $M1$ и $M2$. Эти зеркала неизбежно влияют на поляризационные характеристики пробного луча [14,15], снижая эффективность детектирования сигнала магнитного резонанса. Настоящая работа посвящена исследованию этого влияния и разработке методов его минимизации. Параметры магнитного резонанса в ячейке считаем не зависящими от параметров пробного луча; при условии нормировки интенсивности пробного света на БФП от них также не зависит среднеквадратичная амплитуда дробовых шумов, и фактор качества магнитного резонанса [2,16] определяется амплитудой сигнала, регистрируемого фотоприемником.

Магнитный резонанс возбуждался в ячейке размером $8 \times 8 \times 8$ mm, содержащей насыщенные пары Cs и азот (N₂) под давлением 100 Torr; в качестве источников накачки и пробного излучения использовались полупроводниковые лазеры с внешними резонаторами производства компании VitaWave. Ячейка была расположена в многослойном магнитном экране, индукция поля в котором поддерживалась на уровне $12.0 \mu\text{T}$. БФП представлял собой кубический поляризационный расщепитель Thorlabs PBS122 с двумя фотодиодами в общей вращающейся оправе. Исследование поляризационных характеристик пробного луча производилось с помощью поляриметра Thorlabs PAX5710IR1-T-TXP. Амплитуда сигнала на ларморовской частоте измерялась синхронным детектором SR830.

Для описания характеристик пробного луча, оптических элементов схемы и рабочей ячейки нами использовался формализм вектора Стокса [17] в случае полностью поляризованного света, характеризуемого тремя независимыми параметрами: интенсивностью I , азимутом поляризации ψ и эллиптичностью χ . Все оптические элементы описывались комбинациями элементарных матриц Мюллера [18]: $R(\theta)$ — оператор вращения на угол θ ; $D(\delta)$ — оператор фазовой задержки на угол δ ; $A(R_p, R_s)$ — оператор потерь на поверхностях, R_p, R_s — коэффициенты отражения для p - и s -поляризации соответственно. Зеркало в таком формализме описывается матрицей $M(R_p, R_s, \delta) = A(R_p, R_s)D(\delta)$

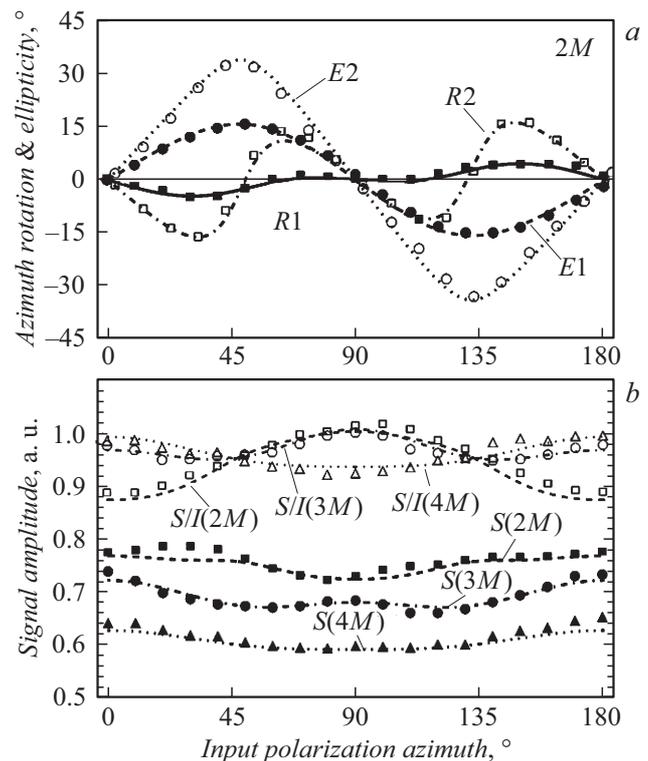


Рис. 2. *a* — зависимость от азимута входной поляризации поворота азимута выходной поляризации ($R1, R2$) и эллиптичности ($E1, E2$) для систем из двух зеркал — Al (1) и Al + SiO₂ (2); *b* — амплитуды сигнала (S) и амплитуды сигнала, нормированной на интенсивность (S/I), от азимута входной поляризации для схем с двумя ($2M$), тремя ($3M$) и четырьмя ($4M$) Al-зеркалами. Точки — эксперимент, линии — теория.

(где $\delta = 2\chi_M$, а χ_M — максимальная эллиптичность, вносимая зеркалом), произвольная фазовая пластина, оси которой наклонены под углом θ к вертикали, — матрицей $P(\theta, \delta) = R(\theta)D(\delta)R(-\theta)$. Было рассмотрено несколько типов зеркал, параметры которых [19] приведены в таблице.

Отметим, что измеренные нами параметры алюминиевого зеркала Al(*Exp*) несколько отличаются от табличных, возможно вследствие образования оксидной пленки на поверхности металла.

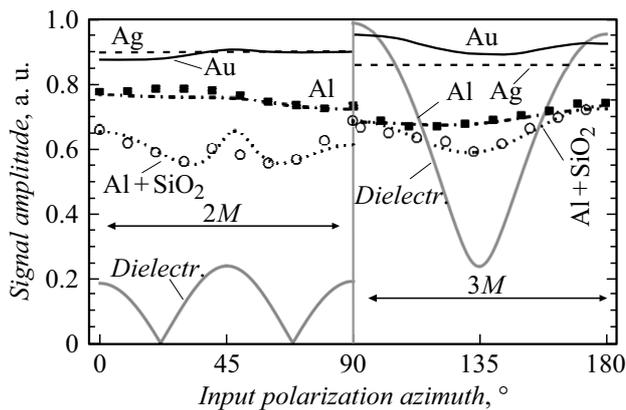


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала от азимута входной поляризации для схем с двумя ($2M$) и тремя ($3M$) зеркалами из различных материалов. Точки — эксперимент, линии — теория.

Для ячейки было принято наиболее общее описание: $C(R_{pC}, R_{sC}, \theta_C, \delta_C) = R(\theta_C)D(\delta_C)A(R_{pC}, R_{sC})$, позволяющее учесть возможные эффекты линейного дихроизма ($R_{pC} \neq R_{sC}$) и линейного двулучепреломления ($\delta_C \neq 0$), обусловленные выстраиванием магнитных моментов в ячейке. В атомарной системе не может существовать постоянных, т.е. непрецессирующих, магнитных моментов, направленных под углом к магнитному полю (в том числе и вдоль оси x), и величина $\theta_C \sim \theta_A \cos(\omega t)$ может отличаться от нуля только на частоте магнитного резонанса ω и при определенных условиях на ее второй гармонике. Сигнал магнитного резонанса при этом описывается как производная разностного сигнала на БФП по амплитуде θ_A .

Нами были исследованы зависимости поляризационных характеристик пробного луча от азимута ψ входной поляризации ($s = 0^\circ$, $p = 90^\circ$) для двух наборов зеркал: Al и Al + SiO₂. Показано, что поляризационные характеристики пробного луча без ячейки хорошо описываются в рамках модели (рис. 2, *a*). Введение в систему ячейки приводит к незначительному изменению эллиптичности луча: $\delta_C = (-2 \pm 2)^\circ$.

Было также исследовано влияние вносимой зеркалами эллиптичности пробного луча на амплитуду сигнала магнитного резонанса. Предпринята попытка скомпенсировать это влияние введением в схему одного или двух расположенных непосредственно перед БФП дополнительных зеркал: зеркало $M3$ отражает пробный луч в направлении оси y , выводя его из плоскости zOx , зеркало $M4$ отражает луч в направлении $-z$.

Результат измерений для Al показан на рис. 2, *b*. Видно, что поляризационные зависимости амплитуды сигнала, нормированного на интенсивность света на БФП, действительно могут быть частично скомпенсированы введением одного и, в меньшей степени, двух зеркал. При этом без существенной потери точности можно считать, что помимо поворота угла поляри-

зации на ларморовской частоте ячейка не вносит в систему никаких возмущений ($\delta_C = 0$, $R_{pC} = R_{sC} = 1$). Сравнение теории и эксперимента позволяет говорить о достаточной степени апробации теории.

На рис. 3 представлены теоретические и экспериментальные зависимости амплитуды сигнала от азимута входной поляризации для перечисленных выше типов зеркал. Видно, что в стандартной схеме с двумя зеркалами ($2M$) потеря сигнала происходит в любом случае: при применении металлических зеркал — из-за их относительно низких (особенно для Al) коэффициентов отражений, а при применении зеркал с защитными покрытиями и диэлектрических интерференционных зеркал — из-за вносимой ими фазовой задержки, причем в последнем случае потери сигнала могут быть катастрофичны. Как следует из рис. 3, именно в этом случае введение в схему зеркала $M3$ оказывается особенно эффективным: вследствие высокой отражательной способности диэлектрических зеркал оно позволяет исключить потери при условии, что поляризация входного излучения представляет собой чистую s - или p -поляризацию.

Таким образом, исследовано влияние на амплитуду сигнала магнитного резонанса поляризационных характеристик пробного луча, определяемых потерями и фазовыми задержками, которые вносят элементы оптической схемы. Построена и экспериментально апробирована теория, проведено сравнение влияния диэлектрических и металлических зеркал, предложен способ компенсации этого влияния. Наиболее существенным практическим выводом является рекомендация использовать в стандартной схеме датчика металлические (золотые и серебряные) зеркала без защитных покрытий. Использование же диэлектрических интерференционных зеркал, несмотря на их высокую отражательную способность, оказывается оправданным только при введении в схему дополнительного компенсирующего элемента и только для s - и p -поляризаций лазерного излучения.

Благодарности

Авторы выражают благодарность В.С. Запаскому за интерес к работе и полезные дискуссии.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Budker D., Romalis M. // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 227.
- [2] Александров Е.Б., Вершовский А.К. // УФН. 2009. Т. 179. № 6. С. 605–637.
- [3] Serkland D.K., Geib K.M., Peake G.M., Lutwak R., Rashed A., Varghese M., Tepolt G., Prouty M. // Proc. SPIE. 2007. V. 6484. P. 648406 (1–10).
- [4] Малеев Н.А., Блохин С.А., Бобров М.В., Кузьменков А.Г., Кулагина, М.М., Устинов В.М. // Гироскопия и навигация. 2018. Т. 26. № 1. С. 81–92.

- [5] *Shah V.K., Wakai R.T.* // *Phys. Med. Biol.* 2013. V. 58. N 22. P. 8153–8161.
- [6] *Korth H., Strohbehn K., Tejada F., Andreou A.G., Kitching J., Knappe S., Lehtonen S.J., London S.M., Kafel M.* // *J. Geophys. Res. Space Phys.* 2016. V. 121. N 8. P. 7870–7880.
- [7] *Walker T.G., Larsen M.S.* // *Advances in atomic, molecular, and optical physics* / Eds E. Arimondo, C.C. Lin, S.F. Yelin. Academic Press, 2016. V. 65. P. 373–401.
- [8] *Вершовский А.К., Литманович Ю.А., Пазгалёв А.С., Пешихонов В.Г.* // *Гироскопия и навигация.* 2018. Т. 26. № 1. С. 55–80.
- [9] *Bhaskar N.D., Camparo J., Happer W., Sharma A.* // *Phys. Rev. A.* 1981. V. 23. N 6. P. 3048–3064.
- [10] *Kominis I.K., Kornack T.W., Allred J.C., Romalis M.V.* // *Nature.* 2003. V. 422. N 6932. P. 596–599.
- [11] *Ledbetter M.P., Savukov I.M., Acosta V.M., Budker D., Romalis M.V.* // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 77. N 3. P. 033408.
- [12] *Boto E., Holmes N., Leggett J., Roberts G., Shah V., Meyer S.S., Muñoz L.D., Mullinger K.J., Tierney T.M., Bestmann S., Barnes G.R., Bowtell R., Brookes M.J.* // *Nature.* 2018. V. 555. P. 657.
- [13] *Bell W.E., Bloom A.L.* // *Phys. Rev.* 1957. V. 107. N 6. P. 1559–1565.
- [14] *Smith L.L., Koch P.M.* // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1996. V. 13. N 10. P. 2102–2105.
- [15] *Galvez E.J., Koch P.M.* // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1997. V. 14. N 12. P. 3410–3414.
- [16] *Вершовский А.К., Пазгалев А.С.* // *ЖТФ.* 2008. Т. 78. В. 5. С. 116–124.
- [17] *McMaster W.H.* // *Am. J. Phys.* 1954. V. 22. N 6. P. 351–362.
- [18] *McMaster W.H.* // *Rev. Mod. Phys.* 1961. V. 33. N 1. P. 8–28.
- [19] *Born M., Wolf E.* *Principles of optics.* 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. P. 621.