Наблюдение сильного магнитооптического вращения поляризации света в парах рубидия для приложений в атомной магнитометрии

А. О. Макаров^{+*}, Д. В. Бражников^{+*1)}, А. Н. Гончаров^{+*×}

+Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 9 февраля 2023 г. После переработки 4 марта 2023 г. Принята к публикации 10 марта 2023 г.

Нелинейные резонансы в парах щелочных металлов, регистрируемые методом магнитооптического вращения линейной поляризации света, активно используются в квантовой магнитометрии для создания атомных магнитометров. В большинстве таких сенсоров магнитооптическое вращение связано с явлением магнито-чувствительного двойного лучепреломления, а углы вращения обычно не превышают десятков миллирадиан. В настоящей работе предложена конфигурация эксперимента, в которой резонансы магнитооптического вращения линейной поляризации пробной волны вызваны сильным дихроизмом, наведенным в среде встречной волной накачки. Обе волны находятся в резонансе с оптическим переходом $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ в D₁-линии атома ⁸⁷Rb ($\lambda \approx 795$ нм). В наших экспериментах использовалась цилиндрическая ячейка с буферным газом длиной 2 см, а максимальный угол вращения составил ≈ 390 мрад (22°) при ширине резонанса около 300 нТл. Полученные результаты показывают, что предложенная конфигурация для наблюдения магнитооптического вращения перспективна для создания миниатюрных высокочувствительных атомных магнитометров.

DOI: 10.31857/S1234567823070054, EDN: jptlti

1. Введение. Двулучепреломление (ДП) и дихроизм (ДХ) являются фундаментальными явлениями в оптике анизотропных сред, нашедшими множество применений в медицине, биологии, нанотехнологиях и других областях науки и техники. Эти явления лежат в основе работы многих устройств, используемых в оптике: поляризаторы, фазовые пластинки, оптические изоляторы и другие, в которых анизотропия может быть собственной, как в кристаллах, или наведенной внешним воздействием. ДП связано с анизотропией показателя преломления, а ДХ – с анизотропией показателя поглощения. На этих явлениях основан ряд прецизионных измерительных методов, таких, например, как эллипсометрия [1] и магнитометрия [2, 3].

В атомной магнитометрии большое распространение получила поляриметрическая техника регистрации резонансов, связанных с проявлением магнито-чувствительных ДП или ДХ в пара́х атомов щелочных металлов [4, 5]. В этом случае регистрируется изменение поляризации света после его взаимодействия со средой в зависимости от величины магнитного поля. В общем случае на поляризацию оказывают влияние как ДП, так и ДХ. Однако при правильном выборе оптической частоты излучения на магнитооптические резонансы оказывает определяющее влияние только одно из двух явлений.

В частности, в работе [6] был продемонстрирован атомный магнитометр с рекордной чувствительностью, равной 0.16 фТл/ $\sqrt{\Gamma}$ ц. В нем используется явление циркулярного двулучепреломления (ЦДП) и связанный с ним эффект магнитооптического вращения (МОВ) линейной поляризации света. В этом случае линейную поляризацию волны на входе в ячейку с атомами удобно представить в виде суперпозиции двух волн, обладающих противоположными циркулярными поляризациями (σ^+ и σ^-). В силу ЦДП, показатели преломления n_+ и n_- для этих волн различаются, что приводит к набегу фазы между этими составляющими поля на выходе из ячейки и повороту линейной поляризации суммарного поля.

В работе [7] линейно поляризованный световой пучок, резонансный оптическому переходу в D₂линии ⁸⁵Rb, приводил к эффекту выстраивания атомных спинов, что эквивалентно возникновению линейного ДХ в среде. При этом ось выстраивания (дихроизма) прецессировала с ларморовской часто-

¹⁾e-mail: x-kvant@mail.ru

той во внешнем магнитном поле. Эти осцилляции регистрировались по резонансам МОВ на выходе из ячейки и могли быть использованы для измерения магнитного поля. В другой работе [8] использовался циркулярный ДХ, индуцируемый в парах Сs эллиптически поляризованной волной, резонансной D₁-линии. В такой схеме ДХ приводит к изменению эллиптичности поляризации, которое также несет информацию о магнитном поле.

В магнитометрии на основе МОВ в основном используются две геометрии лазерного поля. В первой геометрии два пространственно разнесенных пучка – накачивающий и пробный – пересекаются в газовой ячейке под прямым углом (см., например, [6, 9]). Во втором случае, который больше подходит для миниатюрных сенсоров, используется один пучок, который также может быть представлен в виде суммы накачивающего и пробного пучков, разделяемых по поляризациям [10] или во времени [11]. Отметим, что возможны и другие геометрии поля, например, со встречными лазерными пучками [12, 13].

Вместе с тем, независимо от используемой геометрии поля, для повышения чувствительности измерений необходимо разрабатывать такие методы наблюдения резонансов МОВ, в которых происходит вращение линейной поляризации на как можно большие углы. При этом должна быть обеспечена высокая чувствительность угла поворота к изменению магнитного поля, т.е. малая ширина резонанса. Для многих приложений оказывается также важным, чтобы заметное вращение происходило на небольшой длине среды. В частности, это требование имеет принципиальное значение для создания миниатюрных магнитных сенсоров, особенно востребованных в медицинской диагностике [14, 15]. Для таких сенсоров в качестве параметра качества резонансов МОВ можно принять выражение:

$$Q = \frac{\varphi_{\max}}{\Delta \times L_{\text{cell}}},\tag{1}$$

где φ_{\max} – максимальный угол вращения, регистрируемый в эксперименте, Δ – полная ширина резонанса на полувысоте, $L_{\rm cell}$ – длина ячейки.

В магнитометрах на основе МОВ углы вращения обычно принимают значения от долей до нескольких десятков миллирадиан. Например, в работе [16] для наблюдения МОВ использовалась сферическая ячейка с антирелаксационным покрытием стенок и парами ⁸⁷Rb, диаметр которой равен 30 мм. Амплитуда резонанса МОВ составила ≈ 0.4 мрад при его ширине около 7 нТл. Несмотря на относительно малую ширину резонанса, вращение также было небольшим, так что $Q \approx 2 \,\text{мрад} \cdot \text{мкTn}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}$. В работе [7] также использовалась ячейка с покрытием и парами ⁸⁵Rb, диаметром 100 мм. Ширина резонанса составила всего около 0.4 нTл, а амплитуда $\approx 1.8 \,\text{мрад}$. Таким образом, получаем следующую оценку: $Q \approx$ $\approx 45 \,\text{мрад} \cdot \text{мкTn}^{-1} \cdot \text{мm}^{-1}$. Недавняя работа [13] посвящена наблюдению гигантского МОВ в парах ⁸⁷Rb в ячейке с буферным газом длиной 60 мм. Несмотря на значительный угол вращения, равный 120 мрад, ширина резонанса также была относительно большой и составила $\approx 1 \,\text{мкTn}$. Из этих данных имеем: $Q \approx 2 \,\text{мрад} \cdot \text{мкTn}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}$.

В некоторых работах для существенного увеличения угла вращения используются многопроходные схемы, в которых пробный световой луч проходит ячейку несколько раз, что эквивалентно увеличению длины среды. Например, в работе [17] пробная волна испытывала более 100 отражений от зеркал, расположенных внутри рубидиевой ячейки длиной 23 мм, нагретой до температуры 133 °С. Резонансы МОВ наблюдались в виде осцилляций после действия $\pi/2$ импульса радиочастотного поля (60 кГц). Несмотря на экстремально большие углы, зарегистрированные в этой работе (100 рад), такая схема наблюдения МОВ, как и алгоритм обработки сигнала, представляются нам достаточно сложными для реализации в миниатюрном магнитном сенсоре. Между тем, в расчете на один проход угол вращения также был значительным и составил около 1 рад.

В нашей работе для наблюдения МОВ в парах $^{87}\mathrm{Rb}$ исследуется достаточно простая конфигурация светового поля, не требующая использования радиочастотного поля и состоящая из встречных световых волн, линейные поляризации которых составляют угол 45°. Одна из волн обладает большей интенсивностью и является накачивающей волной, тогда как вторая волна слабее – пробная волна. В такой геометрии наша схема схожа с предложенной в работе [13]. Однако принципиальное отличие состоит в том, что в нашем случае обе волны находятся в резонансе с одним и тем же переходом F_q = $= 2 \rightarrow F_e = 1$ в D₁-линии, тогда как в работе [13] волны действовали на разные линии: волна накачки на D_2 , а пробная волна на D_1 . При этом в работе [13] использовались волны, отстроенные в красную сторону от центров линий поглощения (от ≈ 150 до 5000 МГц). Таким образом, предлагаемая нами схема наблюдения МОВ значительно проще. Более того, как показывают результаты экспериментов, в новой схеме примерно при той же температуре паров $(T_{\rm cell} \approx 80\,^{\circ}{\rm C})$, но при длине ячейки в три раза меньшей, наблюдается существенно больший угол



Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. Пояснения приведены в тексте

вращения, равный ≈ 390 мрад (22°) при ширине резонанса около 300 нТл. Максимальное значение параметра Q в наших экспериментах составило величину ≈ 90 мрад · мкТл⁻¹ · мм⁻¹. Эти результаты демонстрируют хорошую перспективу предложенной схемы регистрации резонансов МОВ для создания миниатюрных атомных магнитометров для измерения сверхслабых магнитных полей.

2. Эксперимент. На рисунке 1 приведена схема экспериментальной установки для наблюдения резонансов МОВ. В эксперименте использовался диодный лазер с внешним резонатором (ECDL) в геометрии Литтрова [18], работающий на длине волны ≈ 795 нм (D₁-линия ⁸⁷Rb) с шириной линии менее 1 МГц. Плавная перестройка длины волны излучения осуществлялась с помощью пьезокерамики, на которую установлена дифракционная решетка. Оптическая частота контролировалась с помощью измерителя длин волн "WS7" от компании ООО "Ангстрем" с разрешением 500 кГц. Такого контроля было достаточно, поскольку за время эксперимента частота лазера существенно не дрейфовала и находилась в резонансе с переходом $F_q = 2 \to F_e = 1$ (см. рис. 2), для которого $\gamma \approx 5.6 \,\mathrm{MT}$ ц – скорость спонтанной релаксации возбужденного состояния.

Излучение лазера проходило через оптический изолятор Фарадея (OI) для устранения влияния па-



Рис. 2. Прохождение световой волны через ячейку с парами $^{87}{\rm Rb}$ при 80 °C. Цифрами отмечены угловые моменты уровней энергии в D₁-линии, схема уровней которой приведена на вставке (стрелкой обозначен оптический переход, используемый в настоящей работе). $I\approx 180\,{\rm mBt/cm}^2$

разитных обратных отражений. С помощью фазовой полуволновой пластинки $(\lambda/2)$ линейная поляризация излучения согласовывалась с быстрой осью оптического волокна с сохранением поляризации (PM fiber). Диаметр $(1/e^2)$ выходного пучка из волокна расширялся до величины 5 мм телескопом, образованным выходным коллиматором волокна и дополнительной линзой. С помощью поляризационного делительного кубика (PBS) лазерный пучок делился на два: накачивающий (**E**_c) и пробный (**E**_p) пучки. Пластинка $\lambda/2$ перед кубиком позволяла перераспределять оптическую мощность между пучками, так что выполнялось условие $I_c \gg I_p$, где $I \propto E^2$ – интенсивность лазерного излучения. Оптическая мощность накачивающего пучка дополнительно регулировалась с помощью набора нейтральных фильтров (NDF). Пластинка $\lambda/2$, установленная в канале волны накачки, позволяла вращать линейную поляризацию поля так, чтобы в ячейке поляризации двух встречных волн составляли угол $\approx 45^{\circ}$. Делитель пучка (BS) направлял пучок накачки в ячейку, не влияя существенным образом на поляризацию пробной волны, также проходящей через этот делитель. После BS пробная волна поступала в поляриметр, состоящий из пластинки $\lambda/2$, призмы Волластона (WP) и балансного фотодетектора (BPD). Пластинка $\lambda/2$ позволяла добиться того, чтобы в разностном канале BPD вдали от нелинейного резонанса сигнал был равен нулю. Таким образом, появление сигнала на выходе разностного канал, BPD свидетельствовало о повороте линейной поляризации пробной волны.

Цилиндрическая ячейка из боросиликатного стекла с изотопически чистыми парами ⁸⁷Rb имела длину 20 мм и диаметр 25 мм. Грани ячейки наклонены на небольшой угол для уменьшения влияния обратных отражений. Ячейка помещалась в термостат (Thermochamber) из немагнитных материалов. Нагрев термостата отключался во время измерений для устранения влияния паразитного магнитного поля. Продольное магнитное поле (B_z) создавалось соленоидом. Ячейка, термостат и соленоид размещались в трехслойном магнитном экране. В центре экранов, в месте расположения ячейки, лабораторное магнитное поле подавлено до остаточного уровня не более 20 нТл.

Ячейка заполнена буферным газом аргоном давлением около 12 торр, что увеличивает время жизни поляризации атома в основном состоянии и уменышает ширину магнитооптического резонанса. При таком давлении селективные по скоростям атомов оптические эффекты (например, резонанс насыщенного поглощения) не наблюдаются, поскольку столкновительное уширение D₁-линии поглощения составляет $\approx 230 \text{ МГц}$ [19], что близко к доплеровской полуширине на полувысоте ($\approx 225 \text{ МГц}$ при T = 75 °C). Используя данные и формулы из [20–22], получаем следующую оценку скорости релаксации основного состояния к изотропному распределению по магнитным подуровням: $\Gamma \approx 450 \,\Gamma$ ц. Для расчета этой величины мы положили $n_{\rm a} \approx 10^{12} \,{\rm cm}^{-3}$ – концентрация атомов рубидия при $T = 75^{\circ}$. В пределе слабого оптического поля рассчитанное значение Γ определяет минимальную ширину резонанса МОВ, равную $\approx 120 \,{\rm nTr.}$



Рис. 3. Магнитооптические резонансы, регистрируемые в разных каналах балансного фотодетектора: (a) – с канала 1; (b) – с канала 2, (c) – с разностного канала, включая угол поворота поляризации пробной волны, рассчитанный по формуле (2). $I_p \approx 0.2 \,\mathrm{MBt/cm^2}$, $I_c \approx 5.6 \,\mathrm{MBt/cm^2}$, $T \approx 82 \,^{\circ}\mathrm{C}$

На рисунке 3 представлены сигналы с каждого канала BPD, а также резонанс вращения поляризации с дифференциального канала BPD, полученные при медленном сканировании продольного магнитного поля около нулевого значения ($f_{\rm scan} = 10 \,\Gamma$ ц). Угол поворота поляризации рассчитывался по формуле:

$$\varphi = \frac{1}{2} \bigg| \arcsin \frac{P_1 - P_2}{P_1 + P_2} \bigg|, \tag{2}$$

где P_1 и P_2 – сигналы с 1 и 2 каналов BPD, а *P*₁ – *P*₂ – с разностного выхода фотоприемника. Из рисунка 3 видно, что в канале 1 наблюдается резонанс электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), а в канале 2 – резонанс электромагнитноиндуцированной абсорбции (ЭИА), физика образования которых будет рассмотрена в следующем разделе. Из сравнения резонансов на рис. За, b, с видно, что шумы в разностном канале существенно меньше, чем в каждом из каналов по отдельности. Очевидно, это результат вычитания шума интенсивности излучения, общего для двух каналов. В отличие от шума полезный сигнал (нелинейный резонанс), наоборот, увеличивается при вычитании сигналов P_1 и P_2 , поскольку в разных каналах резонансы имеют противоположные знаки. В этих особенностях заключается одно из основных преимуществ поляриметрической техники регистрации резонансов по сравнению с регистрацией полной интенсивности света, прошедшей через ячейку.

Резонансы МОВ, связанные с явлением ДП и наблюдаемые вдали от оптического резонанса со средой, где явление ДХ практически не проявляется, имеют дисперсионную форму [5]. В нашем же случае ДХ превалирует над ДП, что приводит к лоренцевой форме резонанса. Между тем, на рис. 3 можно заметить асимметрию резонанса, которая может быть объяснена остаточным влиянием ДП и, в частности, эффектом нелинейного фарадеевского вращения [4, 5].

На рисунке 4 представлены измерения параметров резонансов МОВ при различных температурах рубидиевой ячейки. Как видно из рис. 4а, максимальный угол вращения, равный ≈ 390 мрад, наблюдается при температуре около 82 °С и $I_c \approx 5.5$ мВт/см². Ширина резонансов, рис. 4b, ведет себя линейным образом, что является типичным для резонансов ЭИА и ЭИП в присутствии буферного газа, когда столкновительное уширение спектральной линии сравнимо или превалирует над доплеровским уширением. Минимальная измеренная пирина составила около 120 нТл, что совпадает с приведенной выше оценкой.

Максимальное значение параметра качества (рис. 4с), достигающего $\approx 90 \text{ мрад} \cdot \text{мкTr}^{-1} \cdot \text{мm}^{-1}$, приходится на область сравнительно малых интенсивностей волны накачки, что связано с быстрым насыщением зависимости $\varphi_{\max}(I_c)$. Можно также отметить, что Q растет с увеличением температуры паров. Вместе с тем, при $T \approx 82 \,^{\circ}\text{C}$ и выше в ячейке происходит практически полное поглощение пробной



Рис. 4. (Цветной онлайн) Параметры резонансов МОВ при различных температурах паров рубидия: (а) – максимальный угол вращения; (b) – полная ширина резонанса на полувысоте (см. рис. 3с); (с) – параметр качества, $I_p \approx 0.2 \,\mathrm{MBt/cm^2}$. Сплошные кривые проведены для удобства восприятия данных эксперимента

волны при интенсивностях волны накачки менее 3 MBT/cm^2 , что не позволило измерить параметры резонансов (см. кривые на рис. 4 с треугольниками). Однако при повышении интенсивности волны накачки среда просветляется, что приводит к появлению сигналов на фотодетекторе.

3. Качественная теория. В настоящей работе мы дадим лишь качественное объяснение наблюдае-

мому эффекту. В рассмотренной схеме пробная волна ($\mathbf{E}_{\rm p}$) считается достаточно слабой, чтобы можно было пренебречь нелинейными эффектами, связанными с этой волной. Вместе с тем, наблюдающийся в экспериментах эффект вращения поляризации также может быть отнесен к нелинейному МОВ, но нелинейность в данном случае вызвана волной накачки ($\mathbf{E}_{\rm c}$).

Линейную поляризацию пробной волны удобно представить в виде суперпозиции двух компонент, линейные поляризации которых взаимно ортогональны (рис. 5). Поляризация одной из компонент параллельна поляризации волны накачки ($\mathbf{E}_{||}$), тогда как поляризация другой – ортогональна ей (\mathbf{E}_{\perp}). Поскольку поляриметр настроен таким образом, что волна с поляризацией $\mathbf{E}_{||}$ попадает в канал 1 балансного фотоприемника, а компонента $\mathbf{E}_{||}$ поступает, соответственно, на канал 2, то для объяснения графиков на рис. 3 достаточно рассмотреть поглощение $\mathbf{E}_{||}$ и \mathbf{E}_{\perp} по отдельности.



Рис. 5. (Цветной онлайн) Конфигурация электромагнитного поля для наблюдения резонансов МОВ. Голубыми стрелками обозначены волновые вектора встречных волн, которые равны по модулю. Жирная зеленая стрелка обозначает поляризацию волны накачки (\mathbf{E}_{c}), тогда как тонкие розовые стрелки – поляризации пробной волны (\mathbf{E}_{p}) и ее двух компонент ($\mathbf{E}_{||}$ и \mathbf{E}_{\perp}). Угол между векторами \mathbf{E}_{c} и \mathbf{E}_{p} равен 45°. Оранжевая двунаправленная стрелка обозначает направление сканирования магнитного поля

Направим ось квантовая z вдоль поляризации волны накачки (рис. 5). Рисунок ба демонстрирует равновесное распределение населенностей по магнитным подуровням основного состояния. Иногда такое состояние называют изотропным. Далее, в отсутствии продольного магнитного поля (\mathbf{B}_x), как показывает рис. 6b, в силу правил отбора оптическая накачка приводит к тому, что атомы приобретают поляризационный момент второго ранга в основ-



Рис. 6. (Цветной онлайн) Схема уровней в D₁-линии ⁸⁷Rb. Цифрами 1 и 2 показаны угловые моменты сверхтонких уровней в основном состоянии ²S_{1/2}, тогда как 1' и 2' соответствуют аналогичным уровням энергии в возбужденном состоянии ²P_{1/2}. Зелеными кружками схематически отображено распределение населенностей по магнитным подуровням: (а) – в отсутствии электромагнитного поля; (b) - в присутствии только волны накачки **E**_c или (c) – в присутствии волны **E**_c и одной из компонент пробного поля, $\mathbf{E}_{||}$ или (e) – \mathbf{E}_{\perp} . Ha puc. (d) и (f) в дополнении к конфигурациям, соответственно, на рис. (с) и (е) учтено влияние магнитного поля, приводящего к смешиванию магнитных подуровней (двунаправленные оранжевые стрелки), которое для простоты показано только на уровне $F_q = 2$. На рис. (e), (f) оптические переходы, связанные с полем \mathbf{E}_{\perp} , показаны лишь частично, а также на рисунках не отображены спонтанные переходы, кроме рис. 6b, где волнистые стрелки показывают два таких перехода

ном состоянии, который называют выстраиванием [5]. Иными словами, в результате серии вынужденных и спонтанных оптических переходов на уровне $F_g = 2$ происходит дрейф значительной части на-

селенностей магнитных подуровней в сторону крайних подуровней с магнитными квантовыми числами $m = \pm 2$. Некоторая доля населенностей подуровней также переходит на нижний уровень основного состояния с угловым моментом $F_g = 1$. Если давление буферного газа невелико, так что сверхтонкое расщепление возбужденного состояния спектрально разрешается, как на рис. 2, то волна накачки не взаимодействует с подуровнями $m = \pm 2$ и среда просветляется для этой волны при сохранении значительной части атомов на этих подуровнях.

Из рисунка 6с видно, что компонента пробного поля Еп является, по сути, лишь небольшой добавкой к полю накачки. Таким образом, волна $\mathbf{E}_{||}$ также слабо поглощается в среде, как и Е. Включение продольного магнитного поля $(\mathbf{B}_x \| \mathbf{k})$ не приводит к линейному сдвигу магнитных подуровней, но вызывает их смешивание, что препятствует оптической накачке на подуровни с $m = \pm 2$. Этот же процесс можно описать на языке поляризационных моментов, который в данном случае означает, что при включении магнитного поля происходит прецессия оси выстраивания атомов, а при совместном действии магнитного поля и поля накачки выстраивание разрушается. Поэтому волна $\mathbf{E}_{||}$ испытывает увеличенное поглощение при включении магнитного поля. Это увеличение, однако, ограничено тем обстоятельством, что часть атомов все равно выпадает из резонансного взаимодействия с полем E_{||}, поскольку атомы перекачиваются на уровень $F_q = 1$, где они с лазерным полем не взаимодействуют. Таким образом, при сканировании поля \mathbf{B}_x в канале 1 балансного фотодетектора наблюдается резонанс ЭИП (рис. 3а).

Из рисунка 6е видно, что в отсутствии магнитного поля волна \mathbf{E}_{\perp} сильно поглощается в среде, поскольку взаимодействует, в том числе, с подуровнями $m = \pm 2$, на которых накоплена значительная часть населенности подуровней. Иными словами, атомы выстроены волной накачки таким образом, что пробная волна интенсивно взаимодействует с ними. При включении магнитного поля, рис. 6f, значительная доля атомов накачивается полем \mathbf{E}_{c} на уровень $F_a = 1$, и среда просветляется для волны \mathbf{E}_{\perp} . Таким образом, при сканировании магнитного поля около нулевого значения происходит образование резонанса ЭИА в канале 2 балансного фотодетектора (рис. 3b). Отметим, что такая смена знака магнитооптических резонансов (ЭИП \leftrightarrow ЭИА) в зависимости от направления линейной поляризации пробной волны (\mathbf{E}_{\perp} или $\mathbf{E}_{||}$) исследовалась ранее в работах [23, 24].

что в нулевом магнитном поле, когда под действием волны накачки среда подготовлена в состоянии линейного дихроизма, составляющая \mathbf{E}_{\perp} поглощается гораздо сильнее, чем $\mathbf{E}_{||}$. В результате на выходе ячейки линейная поляризация суммарного пробного поля ($\mathbf{E}_{\rm p}$) поворачивается в сторону линейной поляризации волны накачки. При относительно сильном магнитном поле, т.е. на крыле магнитооптических резонансов ЭИП и ЭИА (рис. 3a, b), обе составляющие пробной волны $\mathbf{E}_{||}$ и \mathbf{E}_{\perp} поглощаются в среде одинаково. Это значит, что вращения поляризации поля $\mathbf{E}_{\rm p}$ на выходе из ячейки не произойдет, как это видно из рис. 3с.

Из приведенного качественного анализа следует,

Отдельно отметим роль буферного газа и открытости системы уровней в рассматриваемом методе регистрации резонансов МОВ. Помимо влияния буферного газа на ширину резонансов, его наличие приводит к повышению эффективности оптической накачки подуровней $m = \pm 2$, что положительно сказывается на амплитуде наблюдаемых резонансов ЭИА. Поэтому, в случае с ⁸⁷Rb, давление буферного газа не должно быть выше 15-20 торр (в зависимости от состава буферного газа), чтобы уровень $F_e = 2$ существенно не возбуждался полем накачки. Иными словами, в нашем случае важно, чтобы сверхтонкие компоненты возбужденного уровня спектрально разрешались (см. рис. 2). Влияние соседних возбужденных уровней, как $F_e = 2$ в нашем случае, на резонансы ЭИА и ЭИП исследуется более подробно, например, в работах [25, 26]. Открытость же системы уровней, изображенных на рис. 6, т.е. возможность перекачки атомов на нерезонансный уровень $F_g = 1$, также положительно влияет на амплитуду резонансов ЭИА, что было отмечено ранее в работах [8, 27–29].

4. Заключение. В работе предложена и экспериментально исследована схема для наблюдения резонансов магнитооптического вращения поляризации пробной волны в присутствии волны накачки. В ячейке с парами ⁸⁷Rb и буферным газом зарегистрирован большой угол вращения (≈ 390 мрад) на относительно малой длине среды (20 мм). Полная ширина резонанса при этом составила ≈ 300 нТл. Проведенный качественный теоретический анализ объясняет наблюдаемый эффект сильного вращения поляризации как результат линейного дихроизма, индуцированного в среде волной накачки.

Исходя из параметров наблюдавшихся резонансов, мы можем сделать вывод, что предложенная схема имеет хорошие перспективы для приложений в квантовой магнитометрии. Для определения чувствительности измерений необходимо исследовать вопрос шумов сигнала в нашем эксперименте, что является отдельной задачей, выходящей за рамки настоящей статьи. Вместе с тем, предельно достижимую вариационную чувствительность для случая фотонного дробового шума можно оценить из простой формулы: $\delta B \approx \Delta/\text{SNR}$. Здесь SNR – отношение "Сигнал/Шум" в полосе 1 Гц, которое в рассматриваемом пределе есть просто \sqrt{N} , где N – число фотонов в пробной волне за 1 с. Из данных экспериментов, в частности, $\Delta_{\min} \approx 120$ нТл, $P_p = \pi d^2 I_p/4 \approx 40$ мкВт, находим: $\delta B \approx 10 \, \phi$ Tл/ $\sqrt{\Gamma}$ ц.

Отметим особенности предложенной схемы наблюдения резонансов МОВ, которые отличают ее от ряда других известных схем. В частности, обычно для наблюдения больших углов вращения используется либо достаточно протяженная среда $(\approx 50-100 \text{ мм})$, как, например, в работах [7, 13], либо повышенная температура паров (≈150-200 °C) для достижения высокой концентрации рабочих атомов [17, 10]. В нашей схеме большие углы вращения при ширине резонанса порядка 100 нТл происходили на длине ячейки, равной 20 мм, и при температуре паров рубидия $\lesssim 80 \,^{\circ}$ C. Таким образом, предложенная схема может использоваться для создания компактных высокочувствительных сенсоров магнитного поля с пониженным тепловыделением. Кроме того, в нашей схеме не используется СВЧ или радиочастотное поле, как в ряде других типов магнитометров (см., например, обзор [30]). Это облегчает задачу, связанную с устранением взаимного влияния нескольких близкорасположенных сенсоров. Наконец, поскольку в наших экспериментах не используется режим подавленной спин-обменной релаксации [9], который накладывает ограничение на величину магнитного поля ($\lesssim 50 \, \mathrm{hTz}$), то динамический диапазон сенсора, в нашем случае определяемый шириной резонанса МОВ, может быть существенно выше ($\approx 0.5-1$ мкТл).

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты #20-52-18004, #20-02-00075). Работа А. Н. Гончарова по созданию лазерной системы была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (тема #AAAA-A19-119102890006-5).

- H. Fujiwara, Spectroscopic Ellipsometry. Principles and Applications, John Wiley & Sons Ltd., Chichester (2003).
- 2. E.B. Alexandrov, Phys. Scr. 2003, 27 (2003).
- Optical Magnetometry, ed. by D. Budker and D.F. Jackson Kimball, Cambridge University Press, N.Y. (2013).

- D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and A. Weis, Rev. Mod. Phys. 74, 1153 (2002).
- M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically* Polarized Atoms, Oxford University Press Inc., N.Y. (2010).
- H. B. Dang, A. C. Maloof, and M. V. Romalis, Appl. Phys. Lett. 97, 151110 (2010).
- D. Budker, V. Yashchuk, and M. Zolotorev, Phys. Rev. Lett. 81, 5788 (1998).
- D. V. Brazhnikov, V. I. Vishnyakov, A. N. Goncharov, E. Alipieva, C. Andreeva, and E. Taskova, Phys. Rev. A 106, 013113 (2022).
- J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack, and M. V. Romalis, Phys. Rev. A 89, 130801 (2002).
- V. Shah and M.V. Romalis, Phys. Rev. A 80, 013416 (2009).
- M. V. Petrenko, A.S. Pazgalev, and A.K. Vershovskii, Phys. Rev. Appl. 15, 064072 (2021).
- V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, A. E. Boguslavsky, and Yu. V. Brzhazovsky, Opt. Commun. 207, 201 (2002).
- C. J. Zhu, J. Guan, F. Zhou, E. Y. Zhu, and Y. Li, OSA Continuum 4, 2527 (2021).
- O. Alem, T.H. Sander, R. Mhaskar, J. LeBlanc, H. Eswaran, U. Steinhoff, Y. Okada, J. Kitching, L. Trahms, and S. Knappe, Phys. Med. Biol. 60, 4797 (2015).
- T. M. Tierney, N. Holmes, S. Mellor, J. D. López, G. Roberts, R. M. Hill, E. Boto, J. Leggett, V. Shah, M. J. Brookes, R. Bowtell, and G. R. Barnes, NeuroImage **199**, 598 (2019).
- V. Acosta, M. P. Ledbetter, S. M. Rochester, D. Budker, D. F. Jackson Kimball, D. C. Hovde, W. Gawlik, S. Pustelny, J. Zachorowski, and V. V. Yashchuk, Phys. Rev. A 73, 053404 (2006).
- S. Li, P. Vachaspati, D. Sheng, N. Dural, and M. V. Romalis, Phys. Rev. A 84, 061403(R) (2011).
- F. J. Duarte, Narrow-Linewidth Laser Oscillators and Intracavity Dispersion, in: Tunable Lasers Handbook, ed. by F. J. Duarte, Academic Press Inc., London (1995).
- M. D. Rotondaro and G. P. Perram, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 57, 497 (1997).
- 20. F. A. Franz, Phys. Rev. 139, A603 (1965).
- 21. W. Happer, Rev. Mod. Phys. 44, 169 (1972).
- J. Vanier and C. Audoin, *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger, Bristol and Philadelphia (1989).
- Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, И. И. Рябцев, В. М. Энтин, Письма в ЖЭТФ **91**, 694 (2010) [D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, I. I. Ryabtsev, and V. M. Entin, JETP Lett. **91**, 625 (2010)].

- 24. D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Eur. Phys. J. D 63, 315 (2011).
- G. Alzetta, S. Cartaleva, Y. Dancheva, Ch. Andreeva, S. Gozzini, L. Botti, and A. Rossi, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 3, 181 (2001).
- 26. Z. A. S. Jadoon, H. R. Noh, and J. T. Kim, Sci. Rep. 12, 145 (2022).
- D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Laser Phys. Lett. 11, 125702 (2014).
- D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov, M. N. Skvortsov, Ch. Andreeva, V. M. Entin, and I. I. Ryabtsev, Laser Phys. Lett. 15, 025701 (2018).
- D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, A. S. Novokreshchenov, and M. N. Skvortsov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. 52, 215002 (2019).
- Е.Б. Александров, А.К. Вершовский, УФН 179, 605 (2009) [E. B. Aleksandrov and A.K. Vershovskii, Phys. Usp. 52, 573 (2009)].