Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 7, с. 493 – 496 © 2002 г. 10 октября

Нелинейное резонансное вращение плоскости поляризации в условиях когерентного пленения населенности

Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский[1)]

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 16 августа 2002 г.

Исследован эффект нелинейного резонансного вращения плоскости поляризации электромагнитного излучения в условиях когерентного пленения населенности в парах ^{87}Rb на переходе $F = 2 \to F' = 1$ линии D_1 в широком диапазоне изменения параметров эксперимента. Обнаружена немонотонная зависимость угла поворота от интенсивности лазерного излучения и приложенного магнитного поля. Обсуждается влияние оптической откачки населенности на уровень $F = 1$. Экспериментально продемонстрировано двукратное увеличение угла поворота плоскости поляризации при компенсации откачки.

PACS: 42.50.Gy, 42.25.Ja

Одним из эффектов, тесно связанных с когерентным пленением населенности и электромагнитной индуцированной прозрачностью в вырожденных системах, является нелинейное вращение плоскости поляризации (нелинейный эффект Фарадея) [1 – 10]. Для измерения магнитного поля с помощью резонансного эффекта Фарадея обычно используются малые интенсивности лазерного излучения, позволяющие избежать полевого уширения перехода и обеспечивающие высокую чувствительность [1, 2]. Такой подход предлагается использовать для измерения полей микрогауссова уровня. Следует отметить, однако, что применимость данного метода, как правило, ограничивается сверхмалыми магнитными полями (~ 100 мкГс). Кроме того, сильное поглощение в резонансных условиях позволяет проводить измерения только при небольших атомных концентрациях.

Перспективным подходом к реализации нелинейного резонансного вращения плоскости поляризации является использование относительно высоких интенсивностей и оптически плотных сред. При этом в среде создается когерентное пленение населенности, что приводит к падению поглощения вследствие эффекта электромагнитной индуцированной прозрачности. К достоинствам данного подхода следует отнести большой диапазон измеряемых полей (до нескольких гаусс), что делает его перспективным для практических приложений, таких, например, как измерение вариаций магнитного поля Земли. Кроме того, использование оптически плотных сред приводит к увеличению угла поворота плоскости поляризации до нескольких радиан (по сравнению с миллирадианами в экспериментах с низкими интенсивностями и тонкими средами), что повышает точность измерения. В частности, максимальный угол поворота на переходе $F = 2 \to F' = 1$ линии D_1 ^{87}Rb при магнитном поле 0.6 Гс составляет 10 рад [4]. Чувствительность метода ограничивается динамическим эффектом Штарка (зависит от интенсивности) и столкновительными эффектами, а также реабсорбцией излучения (зависит от концентрации) [4, 5, 11, 12] и, как показывают теоретические оценки, сравнима с чувствительностью измерений при малых интенсивностях [13].

В представленной работе экспериментально изучалось нелинейное резонансное вращение плоскости поляризации в парах ^{87}Rb на переходе $F = 2 \to \to F' = 1$ линии D_1. Переход $F = 2 \to F' = 1$ был выбран среди других переходов между компонентами сверхтонкой структуры уровней $5s_{1/2}$, $5p_{1/2}$, так как он обладает большей чувствительностью к магнитному полю и, следовательно, представляет наибольший практический интерес. Исследования проводились в широком диапазоне изменения интенсивности лазерного излучения и напряженности приложенного магнитного поля. Параметры излучения и значения магнитного поля варьировались в пределах от 10 мкВт/см^2 до 100 мВт/см^2 и от 0.25 Гс до 25 Гс, соответственно. Измерения проводились в оптически плотной среде при концентрации атомов рубидия $\sim 10^{11}$ см$^{-3}$, при которой роль столкновительных эффектов и реабсорбции излучения пренебрежимо мала, что подтверждалось линейной зависимостью угла поворота от концентрации.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В качестве источника монохроматического излучения использовался полупроводниковый лазер с внешним резонатором *1*. На выходе лазера

[1)]e-mail: zelensky@appl.sci-nnov.ru

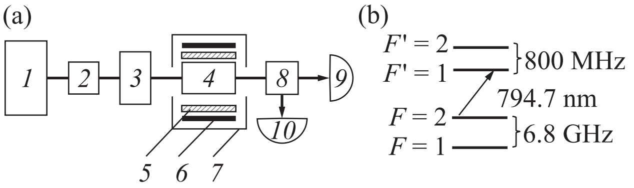

Рис.1. (a) Схема установки: *1* – лазер, *2* – поляризатор, *3* – светофильтры, *4* – кювета с парами ^{87}Rb, *5* – нагреватель, *6* – соленоид, *7* – магнитный экран, *8* – поляризационный делитель, *9*, *10* – фотодиоды; (b) схема сверхтонкой структуры линии D_1 ^{87}Rb

излучение было линейно поляризовано. Поляризация дополнительно контролировалась с помощью поляризатора *2*. Для изменения интенсивности использовался набор калиброванных светофильтров *3*. Лазерный луч с поперечным сечением 2×5 мм проходил через цилиндрическую кювету *4*, диаметром 56 мм и длиной 55 мм с парами ^{87}Rb без буферного газа. Кювета была помещена внутрь соленоида *6*, с помощью которого создавалось продольное магнитное поле. Для предотвращения влияния лабораторного магнитного поля использовался магнитный экран *7*. Качество экранирования проверялось по отсутствию фарадеевского вращения при выключенном соленоиде. Концентрация паров рубидия в кювете варьировалась с помощью нагревателя *5*. Проходя через кювету, лазерный луч попадал на поляризационный делитель *8*, установленный под углом 45° к поляризации на выходе лазера. По интенсивности излучения в разных плечах делителя, измеряемой с помощью фотодиодов *9* и *10*, вычислялись угол поворота плоскости поляризации и поглощение в кювете.

Зависимость угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля приведена на рис.2. Измерения проводились при интенсивности лазерного излучения 100 мВт/см^2 и концентрации атомов ^{87}Rb $1.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$. При малых магнитных полях происходит быстрый линейный рост угла поворота плоскости поляризации с увеличением приложенного магнитного поля, соответствующий линейному увеличению зеемановского расщепления магнитных подуровней. Дальнейшее увеличение магнитного поля и, соответственно, расщепления между зеемановскими подуровнями приводит к нарушению двухфотонного рамановского резонанса между правой и левой круговой поляризацией световой волны, ответственного за возникновения когерентного пленения населенности. Это вызывает разрушение когерентности между магнитными подуровнями и соответственно уменьшение величины эффекта Фарадея. Разрушение атомной когерентности и связанной

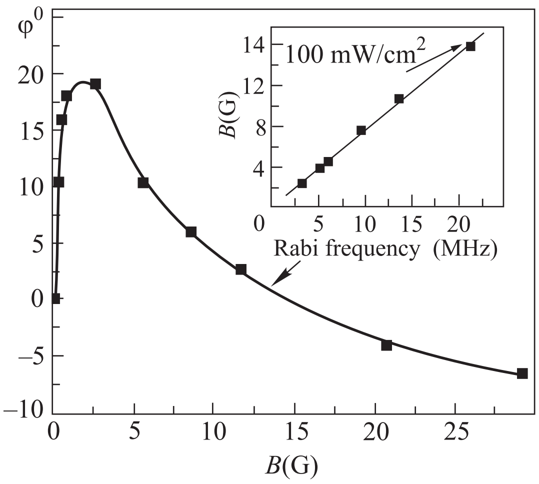

Рис.2. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от приложенного магнитного поля (для интенсивности 100 мВт/см^2 и концентрации $1.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$). На вставке изображена зависимость точки смены знака эффекта от частоты Раби (корня из интенсивности). Стрелкой показана точка, соответствующая интенсивности 100 мВт/см^2

с ним электромагнитной индуцированной прозрачности подтверждается наблюдавшимся в эксперименте ростом поглощения. При еще больших значениях магнитного поля угол поворота меняет знак. Смена знака эффекта связана с изменением дисперсионных характеристик среды при разрушении атомной когерентности и аналогична изменению знака производной показателя преломления пробной волны в экспериментах с электромагнитной индуцированной прозрачностью [7].

Измерения показали, что форма кривой зависимости угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля: положение максимума, точки смены знака эффекта и т.д., различны для различных интенсивностей световой волны. Оказалось, что магнитное поле, при котором эффект меняет знак, линейно зависит от корня из интенсивности, то есть от частоты Раби лазерного поля (вставка на рис.2). Соответствующее зеемановское расщепление примерно равно частоте Раби. В частности, при интенсивности 100 мВт/см^2 (частота Раби 21.5 МГц) эффект меняет знак при магнитном поле $B = 15$ Гс, которому соответствует расщепление между магнитными подуровнями $\delta = g\mu_B B/h \approx 21$ МГц, где μ_B – магнетон Бора, h – постоянная Планка, g – фактор Ланде, взятый для оценки равным 1.

Измерение зависимости угла поворота плоскости поляризации от интенсивности световой волны показало, что при малых интенсивностях среда оказывается практически нечувствительной к магнитному полю. При увеличении интенсивности угол поворота начинает быстро расти, а затем, достигнув максимального значения, падать (рис.3). Такое поведение можно объяснить следующим образом. При малых интенсивностях атомная когерентность в среде практически отсутствует. При превышении некоторого порога в среде начинает возникать когерентное пленение населенности, что приводит к резкому усилению эффекта Фарадея. Пороговое значение по интенсивности, наблюдаемое в эксперименте, составило $\sim 100\,$мкВт/см^2 (см. рис.3). Это несколько больше порога когерентного пленения населенности, связанного с релаксационными процессами $\Omega \approx \sqrt{2\Gamma\gamma} = 0.44\,$МГц, где $\gamma \approx 6\,$МГц – однородная ширина перехода, $\Gamma \approx 16\,$кГц – частота релаксации зеемановской когерентности, определяемая в условиях эксперимента временем пролета атома через лазерный луч (соответствующая интенсивность световой волны $40\,$мкВт/см^2). Смещение порога можно объяснить тем, что при интенсивностях порядка $100\,$мкВт/см^2 и приложенном магнитном поле частота Раби сравнивается с зеемановским расщеплением, и величина эффекта близка к нулю (см. вставку на рис.2).

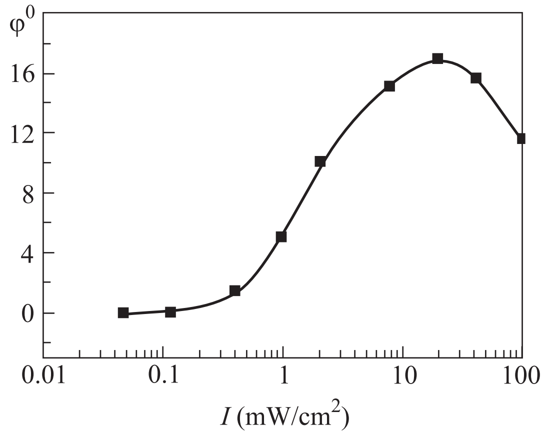

Рис.3. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от интенсивности лазерного излучения (для магнитного поля 0.85 Гс и концентрации $1.1 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$)

По мере увеличения интенсивности лазерного излучения растет количество атомов из неоднородного контура уширения (полуширина доплеровского уширения перехода в условиях эксперимента составляет $W_D \approx 250\,$МГц), переходящих в состояние когерентного пленения населенности и эффективно взаимодействующих со световой волной. Это приводит к увеличению угла поворота плоскости поляризации с ростом интенсивности.

При дальнейшем росте интенсивности величина эффекта начинает уменьшаться. Теоретические оценки, проведенные на основе упрощенной трехуровневой лямбда-схемы без учета неоднородного уширения, показывают, что величина эффекта Фарадея при больших интенсивностях обратно пропорциональна интенсивности световой волны, а максимум эффекта достигается при $\Omega \approx \sqrt{2\delta\gamma} = 3.8\,$МГц (при $\gamma \gg \delta$), что соответствует $I \approx 3\,$мВт/см^2. Измерения показали, что максимальный угол поворота плоскости поляризации достигается при интенсивности лазерного излучения $I = 20\,$мВт/см^2 (см. рис.3), что больше теоретического значения, полученного без учета доплеровского уширения. Заметим, однако, что неоднородным уширением перехода можно пренебречь при $\Omega \gg \sqrt{\Gamma/\gamma}W_D \approx 13\,$МГц, что соответствует $I \approx 35\,$мВт/см^2.

Отметим, что переход $F = 2 \to F' = 1$ представляет собой незамкнутую систему, поэтому под действием электромагнитной волны происходит оптическая откачка населенности на уровень $F = 1$, приводящая к уменьшению величины эффекта Фарадея. Компенсация оптической откачки населенности из системы, очевидно, должна привести к увеличению угла поворота плоскости поляризации и повышению чувствительности к магнитному полю при той же концентрации активных атомов. Это особенно важно для преодоления предела чувствительности, связанного с влиянием столкновений и эффекта пленения излучения при больших концентрациях [4, 5, 11, 12].

Для исследования влияния оптической откачки был использован второй вспомогательный лазер, настроенный на переход $F = 1 \to F' = 2$, осуществлявший накачку населенности с уровня $F = 1$ на уровень $F = 2$ через верхний уровень $F' = 2$. Переход $F = 1 \to F' = 2$ не имеет темных состояний, что обеспечивает высокую эффективность накачки. Лучи обоих лазеров были совмещены внутри кюветы с парами, интенсивность вспомогательного лазера на входе в кювету составляла $70\,$мВт/см^2. Эксперимент проводился при различных интенсивностях основного лазера и магнитных полях. Было получено увеличение угла поворота плоскости поляризации примерно в 2 раза.

Полученные результаты согласуются с простыми оценками. Скорость оптической откачки населенности с перехода $F = 2 \to F' = 1$ можно оценить как $\nu_{out} = \gamma n_1'$, где n_1' – населенность верхнего уровня $F' = 1$. В условиях когерентного пленения населенности населенность верхнего уровня $n_1' \approx \Gamma/\gamma$ и, соответственно, скорость откачки $\nu_{out} \approx \Gamma$. Скорость возвращения населенности в систему без влияния вспомогательного лазера определяется частотой релаксации населенности между подуровнями сверхтонкой структуры, связанной в условиях эксперимента с временем полета атома через лазерный луч и примерно равной частоте релаксации зеемановской когерентности $\nu_{in} \approx \Gamma$. Таким образом, скорости оттока населенности с уровня $F = 1$ на уровень $F = 2$ и обратно примерно равны $\nu_{in} \approx \nu_{out}$, следовательно, равны и населенности уровней. При включении вспомогательного лазера, настроенного на переход $F = 1 \rightarrow F' = 2$, не обладающий темным состоянием, скорость возвращения населенности существенно возрастает. В результате почти вся населенность переходит на уровень $F = 2$, что приводит к двукратному увеличению эффекта Фарадея, наблюдавшемуся в эксперименте.

Приведенные выше рассуждения согласуются с численными расчетами, проведенными для трехуровневой открытой системы. Как показали расчеты, компенсация оптической откачки приводит к двукратному увеличению угла поворота плоскости поляризации в области малых магнитных полей. Кроме того, при оптимальном подборе параметров излучения и среды возможно существенное увеличение области линейной зависимости величины угла поворота от напряженности магнитного поля и, соответственно, максимально достижимый угол поворота плоскости поляризации. Увеличение динамического диапазона чрезвычайно важно для создания оптических магнетометров. Результаты исследования влияния оптической откачки и ее компенсации на фарадеевское вращение плоскости поляризации довольно громоздки и будут детально изложены в отдельной работе.

В качестве еще одной особенности нелинейного резонансного эффекта Фарадея отметим полное отсутствие дихроизма в центре неоднородно уширенной линии, связанное с одинаковыми коэффициентами поглощения для правой и левой круговой поляризации электромагнитной волны. Отсутствие дихроизма, очевидно, позволяет повысить точность измерения магнитного поля и особенно важно в оптически плотных средах, в которых поглощение играет существенную роль.

Проведенные эксперименты демонстрируют немонотонную зависимость угла поворота плоскости поляризации от интенсивности лазерного излучения и величины магнитного поля. Оказывается, что существует оптимальная интенсивность световой волны, составившая в условиях эксперимента 20 мВт/см^2, при которой достигается максимальный угол поворота. Измерения зависимости угла поворота от величины магнитного поля показывают, что направление вращения плоскости поляризации различно для высоких и низких значений величины магнитного поля. Зеемановское расщепление магнитных подуровней, при котором эффект меняет знак, примерно равно частоте Раби световой волны. Магнитное поле, соответствующее точке смены знака эффекта, практически не зависит от концентрации атомов, а значит, и от температуры образца.

Представляется перспективным компенсация оптической откачки населенности из системы для расширения динамического диапазона и увеличения точности измерения магнитного поля на основе нелинейного резонансного эффекта Фарадея. Экспериментально продемонстрировано двукратное усиление эффекта.

Полученные результаты открывают новые возможности использования явлений когерентного пленения населенности и электромагнитной индуцированной прозрачности в вырожденных системах в прикладных задачах. Перспективным представляется создание нового поколения магнетометров. Авторы признательны П. М. Анисимову, Р. Л. Колесову, Е. А. Кузнецовой, А. Г. Литваку, В. А. Миронову и В. Е. Семенову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 01-02-17779).

1. D. Budker, V.V. Yashcuck, and M. Zolotorev, Phys. Rev. Lett. **81**, 5788 (1998).
2. D. Budker, D.F. Kimball, S.M. Rochester, and V.V. Yashcuck, Phys. Rev. Lett. **83**, 1767 (1999).
3. V. A. Sautenkov, M. D. Lukin, C. J. Bendar et al., Phys. Rev. **A62**, 023810 (2000).
4. I. Novikova, A. B. Matsko, and G. R. Welch, Opt. Lett. **26**, 1076 (2001).
5. I. Novikova and G. R. Welch, J. Mod. Opt. **49**, 349 (2002).
6. E. Arimondo, Prog. Opt. **XXXV**, 257 (1996).
7. A. B. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev et al., Adv. in At., Mol., and Opt. Phys. **46**, 191 (2001).
8. В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **96**, 1613 (1989).
9. А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **98**, 81 (1990).
10. И. В. Зеленский, В. А. Миронов, ЖЭТФ **121**, 1068 (2002).
11. A. B. Matsko, I. Novikova, M. O. Scully, and G. R. Welch, Phys. Rev. Lett. **87**, 133601 (2001).
12. A. B. Matsko, I. Novikova, and G. R. Welch, J. Mod. Opt. **49**, 367 (2002).
13. M. Fleischauer, A. B. Matsko, and M. O. Scully, Phys. Rev. **A62**, 013808 (2000).