

02;07;12

## Сдвиг частоты магнитного резонанса $5s^2S_{1/2}$ -атомов рубидия, обусловленный спин-обменными столкновениями с оптически ориентированными атомами цезия

© С.П. Дмитриев, Н.А. Доватор

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: sergei.dmitriev@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 19 сентября 2006 г. В окончательной редакции 17 ноября 2006 г.)

При оптической ориентации атомов цезия в смеси паров цезия и рубидия впервые определена температурная зависимость сдвига частоты магнитного резонанса, возбуждаемого в системе зеемановских подуровней для двух сверхтонких состояний  $5s^2S_{1/2}$ -атомов  $^{87}\text{Rb}$ . Показано, что в слабом магнитном поле  $\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ Т}$  этот сдвиг определяется спин-обменным взаимодействием атомов рубидия с оптически ориентированными атомами  $^{133}\text{Cs}$ .

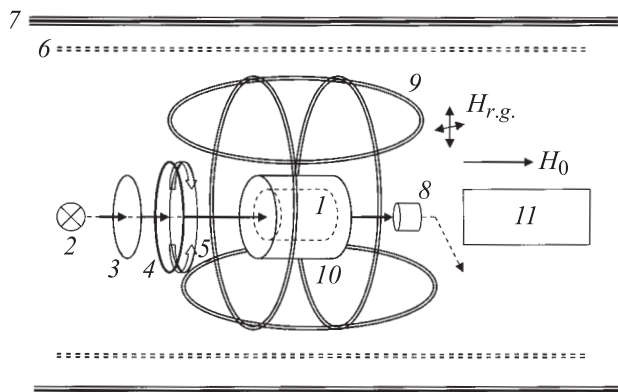
PACS: 32.30.Dx, 32.80.Bx

Одной из важнейших проблем в области квантовой магнитометрии, основанной на сигнале магнитного резонанса оптически ориентированных атомов, является проблема систематических ошибок, связанная как с ошибками измерения резонансной частоты, так и с параметрическими сдвигами самой частоты магнитного дипольного перехода, обусловленными множеством причин [1]. Одной из наиболее трудно устранимых причин является так называемый световой сдвиг частоты резонанса, пропорциональный интенсивности ориентирующего излучения. Для минимизации этого сдвига можно использовать как технические [2], так и физические методы [3]. Так, в работе [3] было экспериментально продемонстрировано, что переход от прямой оптической ориентации атомов цезия к их спин-обменной ориентации в результате взаимодействия с атомами рубидия (ориентированными с помощью циркулярно-поляризованного излучения рубидиевой лампы) позволяет более чем на порядок уменьшить оптический сдвиг частоты цезиевого магнитного резонанса, измеряемый с помощью изменения знака циркулярной поляризации света. При этом использование спин-обменного сигнала позволяет сохранить удовлетворительную магнитометрическую чувствительность. Проведенные [3,4] исследования остаточного сдвига позволили также установить наличие спин-обменного сдвига частоты магнитного резонанса, вызванного взаимодействием щелочных атомов разного сорта ( $^{133}\text{Cs} + ^{87}\text{Rb}$ ). Экспериментально было обнаружено [4], что в интервале температур 20–80°C спин-обменный сдвиг для атомов Cs не превышает значения 0.25 Hz. Следует отметить, что изучение спин-обменного сдвига является актуальным с точки зрения квантовой магнитометрии, а также представляет самостоятельный интерес, например, для проверки теории спин-обменных столкновений щелочных атомов [5].

Целью настоящей работы является обнаружение и измерение сдвига частоты магнитного резонанса атомов

рубидия, поляризованных в результате спин-обменных столкновений с оптически ориентированными атомами цезия. Таким образом, в данной работе исследуется ситуация, не только инверсная той, которая рассматривалась в работе [4], но и имеющая существенное отличие. В этом случае (при той же рабочей температуре) концентрация атомов, ориентированных с помощью прямой оптической накачки (Cs), существенно больше концентрации исследуемых атомов (Rb). В результате должна происходить более эффективная спин-обменная ориентация щелочных атомов другого сорта. Поэтому можно ожидать, с одной стороны, увеличения сдвига частоты магнитного резонанса, а с другой — более уверенной его регистрации (из-за более высокого ожидаемого соотношения сигнал/шум для спин-обменного сигнала).

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Рабочая камера поглощения (стеклянная кювета  $D = 4$ ,  $L = 6$  см, содержащая металлические цезий и рубидий в равных весовых количествах и заполненная буферным газом — азотом при давлении 100 Torr) помещалась в магнитное поле  $\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ Т}$ . Магнитное поле создавалось соленоидом (с коррекцией продольной составляющей поля), находящимся в многослойном ферромагнитном экране. Для уменьшения остаточных вариаций магнитного поля применялась система активной стабилизации поля с помощью цезиевого  $M_z$ -магнитометра, размещенного внутри соленоида вблизи рабочей камеры. Магнитная система обеспечивала относительную неоднородность магнитного поля  $\sim 10^{-5}$  на длине кюветы и остаточные вариации магнитного поля внутри экрана  $\sim 0.04 \text{ нТ}$ . Следует отметить, что в низком магнитном поле  $\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ Т}$  расстояние по частоте между соседними зеемановскими переходами Rb меньше ожидаемых спин-обменных сдвигов частоты, и в эксперименте можно пренебречь ориентационными сдвигами, связанными с асимметрией линии магнитного резонанса,



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 — рабочая кювета, 2 — резонансная цезиевая лампа, 3 — интерференционный фильтр ( $D_1$  — линия резонансного дублета атомов Cs), 4 — линейный поляризатор, 5 — перестраиваемая слюдяная пластинка —  $\lambda/4$ , 6 — соленоид, 7 — ферромагнитный экран, 8 — фотоприемник, 9 — система возбуждения вращающегося магнитного радиополя, 10 — гермостат, 11 — датчик системы активной стабилизации магнитного поля  $H_0$ .

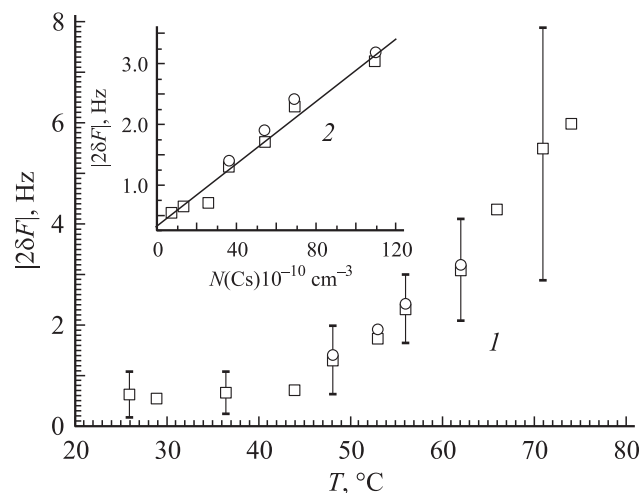
обусловленной неразрешенной зеемановской структурой, характерной для магнитного поля Земли ( $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Т). Экспериментальные исследования проводились для двух сверхтонких уровней  $5s^2S_{1/2}$ -атомов рубидия. Эти уровни характеризуются близкими по величине, но разными по знаку  $g$ -факторами. Для разделения сигналов магнитного резонанса в состояниях с  $F = 1$  и 2 при определении сдвигов частоты в данной работе возбуждение резонанса осуществлялось с помощью вращающегося радиочастотного магнитного поля. Такое радиополе создавалось двумя ортогональными парами колец Гельмгольца с регулируемым по фазе и амплитуде радиочастотным напряжением питания. Направление вращения устанавливалось в соответствии со знаком  $g$ -фактора исследуемого состояния. Для увеличения отношения сигнал/шум при записи сигналов использовалась техника дифференциального прохождения резонанса и синхронного детектирования с низкочастотной (10 Hz) амплитудной модуляцией величины постоянного магнитного поля  $H_0$ .

Оптическая ориентация атомов цезия осуществлялась циркулярно-поляризованным светом резонансной цезиевой лампы ( $D_1$  — линия резонансного дублета цезия). Спин-обменное взаимодействие ансамблей атомов цезия и рубидия приводило к спиновой поляризации атомов Rb. Изменение степени поляризации атомов Rb при магнитном резонансе в результате того же спин-обменного взаимодействия приводило к изменению поляризации атомов Cs, что позволяло регистрировать магнитный резонанс в  $5s^2S_{1/2}$ -состоянии рубидия по изменению поглощения циркулярно-поляризованного света цезиевой лампы.

Методика определения спин-обменного сдвига частоты магнитного резонанса в основном состоянии ато-

мов Rb ( $\delta f_0$ ) заключалась в следующем. Измерялась частота генератора радиополя ( $H_{r.g.}$ ), соответствующая центру линии магнитного резонанса при накачке светом  $\sigma^+$ - или  $\sigma^-$ -поляризации. Поляризация изменялась путем поворота на  $90^\circ$  слюдяной пластинки — ( $\lambda/4$ ). Разность полученных таким образом частот представляет собой удвоенную величину ( $2\delta f_0$ ) ориентационного (в данном случае спин-обменного) сдвига. Рабочая кювета помещалась в термостат, и последовательно проводились измерения сдвига частоты при различной температуре.

На рис. 2 приведена температурная зависимость экспериментальных значений сдвига частоты атомов рубидия, ориентированных в спин-обменных столкновениях с оптически ориентированными атомами цезия. Приведены значения сдвига, полученные в диапазоне температур 20–80°C. При комнатной температуре наблюдаемая величина сдвига уменьшалась практически до уровня шумов, обусловленных остаточными вариациями лабораторного магнитного поля. При температуре выше  $\sim 60^\circ\text{C}$  увеличение оптической плотности паров цезия в кювете приводило к существенному ухудшению отношения сигнал/шум. Это объясняется увеличением роли эффекта оптически плотного слоя (как при оптической накачке атомов Cs, так и при детектировании магнитного резонанса в атомах Rb). Трудности измерений сдвигов при большой температуре также связаны с усилением влияния неоднородности постоянного и радиочастотного магнитных полей на форму линии магнитного резонанса. На рис. 2 приведены температурные зависимости сдвигов частоты магнитного резонанса, возбуждаемого в системе зеемановских подуровней атомов рубидия двух СТС-состояний ( $F = 1$  и 2). Как видно



**Рис. 2.** Температурная зависимость сдвига частоты магнитного резонанса в  $5s^2S_{1/2}$ -состоянии атомов Rb (для  $F = 2$  — „□“, для  $F = 1$  — „○“), поляризованных при спин-обменном взаимодействии с оптически ориентированными атомами цезия; 2 — зависимость сдвига частоты магнитного резонанса в  $5s^2S_{1/2}$ -состоянии атомов Rb от концентрации атомов цезия в интервале  $\sim 30$ –60°C.

из рисунка, эти сдвиги ( $\delta f_0$ ) близки по величине, и в данном диапазоне температур изменяются от  $\sim 0.25$  до  $\sim 2.5$  Hz.

На вставке к рис. 2 представлена зависимость наблюдаемого сдвига частоты магнитного резонанса в  $5s^2S_{1/2}$ -состоянии Rb от концентрации атомов Cs ( $N_{Cs}$ ). Приведенный здесь участок зависимости соответствует интервалу температур  $\sim 30$ – $60^\circ\text{C}$ . Концентрация атомов цезия определялась по температурным таблицам давления паров металлов [6] с учетом закона Рауля [7] для давления насыщенного пара над сплавом (в нашем случае Cs и Rb в равных весовых количествах). Заметим, что при фиксированной температуре  $N_{Cs} \gg N_{Rb}$ . Как видно из данного рисунка, величина сдвига частоты в  $5s^2S_{1/2}$ -состоянии Rb линейно зависит от концентрации оптически ориентированных атомов Cs. Это свидетельствует о том, что спин-обменное взаимодействие атомов Rb и Cs является в данном эксперименте основным механизмом формирования сдвига частоты магнитного резонанса в  $5s^2S_{1/2}$ -атомов рубидия.

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально определены сдвиги частоты магнитного резонанса для двух сверхтонких подуровней  $5s^2S_{1/2}$ -состояния атомов рубидия, ориентированных в спин-обменных столкновениях с оптически ориентированными атомами цезия. Показано, величина этих сдвигов определяется спин-обменным взаимодействием атомов Rb с атомами Cs и составляет  $\sim 0.25$ – $2.5$  Hz в диапазоне температур  $20$ – $80^\circ\text{C}$ .

## Список литературы

- [1] *Happer W.* // Rev. Modern. Physics. 1972. Vol. 44. N 2. P. 170–249.
- [2] *Померанцев Н.А., Рыжков В.М., Скороцкий Г.В.* Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
- [3] *Дмитриев С.П., Доватор Н.А.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 9. С. 183–187.
- [4] *Дмитриев С.П., Доватор Н.А.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 115–117.
- [5] *Окуневич А.И.* // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. № 5. С. 718.
- [6] *Несмеянов А.Н.* Давление пара химических элементов. М.: Изд-во Академии наук СССР, 1961. 396 с.
- [7] *Кириллин В.А., Шейндлин А.Е.* Термодинамика растворов. М.: Госэнергоиздат, 1956. 272 с.