

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

02;12

Журнал технической физики, т. 66, в. 9, 1996

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ СДВИГ ЛИНИИ
МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ПРИ СПИНОВОМ
ОБМЕНЕ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

© С.П.Дмитриев, Н.А.Доватор

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 28 апреля 1995 г.)

Известно, что процесс спинового обмена при атомных столкновениях позволяет получать поляризованные атомы без непосредственного их взаимодействия с оптическим циркулярно поляризованным излучением [1]. Такой способ поляризации атомных частиц позволяет, во-первых, осуществлять поляризацию частиц, которые не могут быть ориентированы с помощью обычных источников света (например, H, D, T, P, e^-), во-вторых, избежать возмущающего воздействия излучения накачки на частоту атомного резонанса (исключить световые сдвиги, симметризовать линию магнитного резонанса и т. д.). В то же время, как всякое внешнее возмущение, сам процесс спинового обмена должен приводить к сдвигу частоты атомных переходов.

Впервые спин-обменные сдвиги были экспериментально зарегистрированы при изучении спин-обменных столкновений свободных электронов с оптически ориентированными атомами щелочных металлов [2]. В дальнейшем спин-обменные сдвиги интенсивно изучались для O-O перехода в сверхтонкой структуре основного состояния атомов водорода [3]. Насколько известно авторам, детального экспериментального изучения спин-обменных сдвигов для зеемановских переходов атомов щелочных металлов не проводилось.¹ Высказывалось лишь предположение, что существование сдвигов частоты такого рода затруднит использование спин-обменных сигналов для целей квантовой магнитометрии [5]. Таким образом, вопрос о возможности наблюдения спин-обменных сдвигов в порах щелочных металлов и их величине остается открытым.

¹ Имеется в виду случай медленного спинового обмена, когда $T_{co}^{-1} < 2\pi f_0$, где T_{co}^{-1} — скорость спинового обмена, f_0 — частота зеемановских переходов. Противоположный случай ($T_{co}^{-1} > 2\pi f_0$) рассматривался в [4].

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению сдвигов частоты магнитного резонанса $6^2S_{1/2}$ -атомов цезия, поляризованных в результате спинового обмена с оптически ориентированными атомами рубидия.

Экспериментальная установка представляла собой пятислойный магнитный экран, внутри которого размещалась рабочая кювета, содержащая смесь щелочных металлов ^{133}Cs и ^{87}Rb и буферный газ N_2 (100 Тор). Необходимая концентрация щелочных атомов обеспечивалась нагреванием кюветы с помощью электрического термостата с бифилярной обмоткой. Оптическая ориентация атомов рубидия производилась циркулярно поляризованным светом D_1 -линии рубидия от газоразрядной лампы, содержащей пары ^{87}Rb и газ криптон при давлении 1.5 Тор. Регистрация спин-обменного сигнала атомов цезия осуществлялась по изменению поглощения света накачки атомами рубидия при медленном сканировании постоянного магнитного поля $B_0 \simeq 5 \cdot 10^{-5}$ Тл вблизи значения $B_0 = 2\pi f_0/\gamma$ (f_0 , $\gamma/2\pi = 3.5$ Гц/нТ — частота и гиромагнитное отношение, соответствующие зеемановским переходам $6^2S_{1/2}$ -состояния атомов цезия). Постоянное магнитное поле B_0 создавалось с помощью находящегося внутри экрана соленоида с корректирующими катушками. Относительная неоднородность магнитного поля B_0 вдоль рабочей кюветы составляла $\simeq 5 \cdot 10^{-5}$. Компенсация остаточных вариаций лабораторного магнитного поля внутри экрана (до уровня $\simeq 0.04$ нТл) осуществлялась с помощью Cs магнитометра M_z -типа, находящегося вблизи рабочей кюветы [6]. Как известно [2], спин-обменный сдвиг центра линии магнитного резонанса должен зависеть от величины и знака поляризации атомов, подвергающихся прямой оптической накачке (в нашем случае это атомы рубидия). Поэтому, изменяя направление постоянного магнитного поля на 180° или изменяя знак циркулярной поляризации света накачки и фиксируя изменение положения центра линии магнитно-

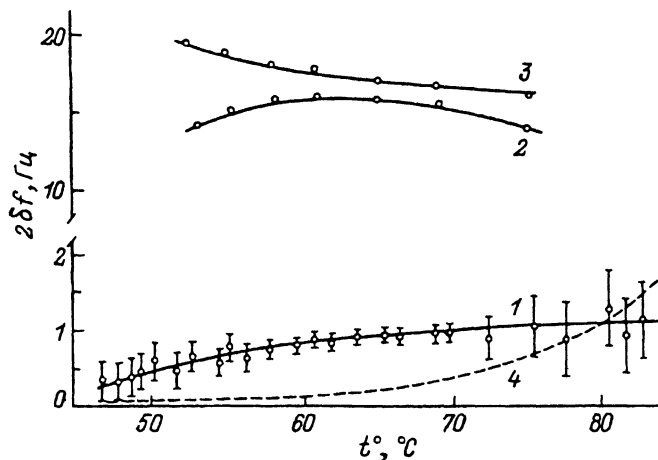


Рис. 1. Сдвиги частоты при смене знака циркулярной поляризации света накачки.

1 — экспериментально полученный сдвиг частоты для спин-обменного сигнала атомов цезия; 2, 3 — сдвиги частоты, зарегистрированные при прямой оптической накачке атомов цезия и рубидия соответственно. 1-3 — $B_1 = 16$ нТл, 4 — расчетная зависимость верхней границы величины $2\delta f_0$ от температуры кюветы при $P_{\text{Rb}} = P_{\text{Rb}}^m$.

го резонанса спин-обменного сигнала, можно определить удвоенную величину спин-обменного сдвига $2\delta f_0$. В эксперименте исследовался сдвиг линии магнитного резонанса для одного из сверхтонких уровней ($F = 4$) основного состояния атомов цезия. Для этого при возбуждении магнитного резонанса использовалось вращающееся радиополе V , ($f_0 \approx 162$ кГц). На рис. 1 представлены результаты эксперимента по измерению сдвига частоты для спин-обменного сигнала атомов цезия, полученные при смене знака поляризации излучения накачки атомов рубидия для разных температур рабочей кюветы. Как видно из рис. 1, наблюдаемый сдвиг не превышает ~ 1 Гц. Для сравнения на том же рисунке показаны зависимости ориентационного сдвига частоты для атомов цезия ($F = 4$) и атомов рубидия ($F = 2$) (соответственно кривые 2, 3), поляризованных с помощью прямой оптической накачки (светом Cs или Rb ламп), в тех же экспериментальных условиях для той же рабочей кюветы. Наблюдаемый в этом случае значительный по величине сдвиг частоты зеемановского резонанса обусловлен асимметрией линии магнитного резонанса вследствие ее многокомпонентной структуры [5]. Из сравнения зависимостей 1-3 видно, что использование спин-обменного сигнала для регистрации зеемановского резонанса позволяет существенно уменьшить ориентационный сдвиг частоты.

Сравним наблюдаемый в эксперименте сдвиг частоты спин-обменного сигнала с теоретической оценкой ожидаемого спин-обменного сдвига, обусловленного столкновениями атомов Cs с оптически ориентированными атомами рубидия. Для этого воспользуемся теоретическим выражением, приведенным в [7,8]. При этом будем считать, что сдвиги, обусловленные спин-обменными столкновениями (Cs + Rb) и (Cs + Cs), являются активными

$$\delta f_0 = \frac{\sigma_{co}}{4\pi k(2I + 1)} \sum_{a=Cs, Rb} n_a P_a \bar{v}_{a-Cs}, \quad (1)$$

где v_{a-Cs} — средняя относительная скорость сталкивающихся щелочных атомов, σ_{co} — сечение спинового обмена, n_a — концентрация щелочных атомов, P_a — степень электронной спиновой поляризации щелочных атомов, $k = \sigma_{co}/\sigma_{sh}$ — отношение величин сечения спинового обмена и сечения спин-обменного сдвига частоты, I — спин ядра атомов цезия.

При вычислении величины δf_0 использовались следующие предположения. Величина сечения спинового обмена σ_{co} считалась одинаковой для сталкивающихся пар атомов (Cs + Rb, Cs + Cs) и равной $2 \cdot 10^{-14}$ см² [8]. Величина отношения сечений k определялась из теоретической работы [9] и принималась равной 4.3. Концентрация щелочных атомов вычислялась в соответствии с законом Рауля [10] и температурными зависимостями $n_a(t^\circ)$, приведенными в [11,12]. Степень поляризации атомов Rb определялась экспериментально по методике, изложенной в [13]. Величина P_{Rb} , измеренная таким образом, имела значение $P_{Rb}^m = 0.25$ при температуре 55 °С, соответствующей максимальной величине рубидиевого сигнала. В связи с трудностью экспериментального определения P_{Rb} в условиях большой оптической толщины (при высоких температурах кюветы) поляризация рубидия для всех значений температур принималась равной P_{Rb}^m , что при вычислениях приводило к установлению верхней границы для спин-обменного

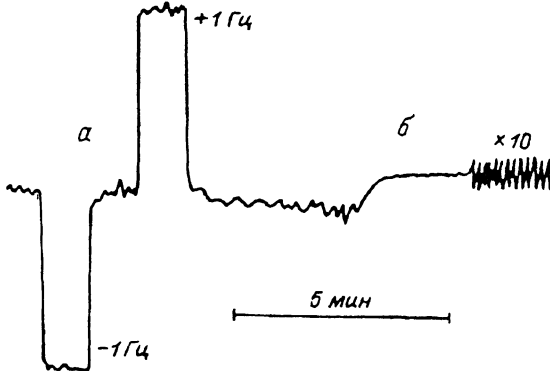


Рис. 2. Пример записи выходного напряжения синхронного детектора ($\tau_{sh} = 1$ с) вблизи центра линии магнитного резонанса атомов цезия, поляризованных в результате спин-обменных столкновений с оптически ориентированными атомами рубидия.

a — калибровочные отписки получены путем изменения частоты радиополя f_0 на величину ± 1 Гц, *б* — шум канала регистрации при выключении резонансного радиополя.

сдвига частоты. Степень поляризации атомов цезия рассчитывалась с учетом коэффициента передачи спиновой поляризации атомов Rb к атомам Cs

$$K_{пер} = P_{Cs}/P_{Rb} \simeq (n_{Rb}\sigma_{co}\bar{v}_{Cs-Rb})/(n_{Rb}\sigma_{co}\bar{v}_{Cs-Rb} + T_1^{-1}), \quad (2)$$

где T_1^{-1} — скорость деполяризации атомов цезия из-за столкновений друг с другом, с атомами буферного газа и стенками рабочей кюветы.

Результаты расчета приведены на рис. 1 (кривая 4).

Сравнение результатов расчета спин-обменного сдвига частоты и экспериментально измеренного ориентационного сдвига спин-обменного сигнала² позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемый в эксперименте ориентационный сдвиг частоты спин-обменного сигнала для атомов цезия не может быть объяснен только спин-обменным процессом. Наблюдаемый сдвиг, по-видимому, в значительной мере связан с асимметрией линии магнитного резонанса, возбуждаемого в системе зеэмановских подуровней атомов цезия, поляризованных в спин-обменных столкновениях с оптически ориентированными атомами рубидия. Эта асимметрия обусловлена разной амплитудой зеэмановских компонент, составляющих суммарную линию магнитного резонанса, как вследствие отличия значений разностей заселенностей соседних зеэмановских уровней, так и вследствие различия вероятностей магнитодипольных переходов между этими уровнями под действием резонансного радиополя B_1 . Наглядным подтверждением такого объяснения может служить зависимость наблюдавшегося сдвига

² Экспериментально определенный сдвиг частоты практически для всех значений температуры кюветы превышает теоретическую оценку спин-обменного сдвига. Исключением является лишь область температур выше 80°C , что обусловлено нашим допущением о неизменности степени поляризации атомов Rb во всем температурном диапазоне. В действительности же при высоких температурах, когда происходит сильное (почти 90%) поглощение света накачки, усредненная по объему кюветы поляризация P_{Rb} должна быть значительно меньше P_{Rb}^m .

частоты цезиевого спин-обменного сигнала от амплитуды резонансного радиополя. При уменьшении амплитуды B_1 сдвиг частоты увеличивался,³ причем практически на одинаковую величину во всем температурном диапазоне. Например, уменьшение амплитуды радиополя от $B_1 = 16$ до 8 нТл приводило к увеличению сдвига от ≈ 1 до ≈ 3 Гц. Из выше сказанного следует, что наблюдаемый в эксперименте сдвиг частоты спин-обменного сигнала для атомов цезия в магнитном поле $B_0 \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Тл в основном обусловлен асимметричностью суммарной линии магнитного резонанса. Для того чтобы выделить вклад в ориентационный сдвиг частоты механизма спинового обмена, необходимо провести аналогичные исследования в слабом магнитном поле $B_0 \approx 10^{-6}$ Тл. В этом случае влияние асимметрии линии магнитного резонанса, маскирующее спин-обменный сдвиг частоты, будет существенно уменьшено. Проведение таких исследований планируется в ближайшее время. Спин-обменный сдвиг можно также наблюдать в сильном магнитном поле, обеспечивающем хорошее разрешение отдельных зеемановских переходов, однако постановка такого эксперимента представляется технически более сложной.

В заключение следует отметить, что уменьшение ориентационного сдвига частоты в земном магнитном поле от ≈ 16 до ≈ 1 Гц (или в магнитных единицах от ≈ 5 до ≈ 0.3 нТл) при переходе от сигнала с прямой оптической накачкой к спин-обменному сигналу для цезиевых атомов с сохранением удовлетворительной магнито-вариационной чувствительности ≈ 0.006 нТл (рис. 2) позволяет сделать вывод о реальности применения спин-обменного сигнала для целей квантовой магнитометрии [14].

Исследования, проведенные в настоящей работе, частично поддержаны Международным научным фондом (грант № NUD000).

Список литературы

- [1] Knize R.J., Wu Z., Happer W. // Adv. Atom. and Mol. Phys. 1988. Vol. 24. N 1. P. 223-267.
- [2] Balling L.C., Pipkin F.M. // Phys. Rev. 1964. Vol. 136A. N 1. P. 46-53.
- [3] Crampton S.B., Duviver J.A., Read G.S., Williams E.K. // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 5. N 4. P. 1752-1755.
- [4] Happer W., Tam A.C. // Phys. Rev. 1977. Vol. 16A. N 5. P. 1877-1881.
- [5] Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скряцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии. М.: Наука, 1972. 448 с.
- [6] Блинов Е.В., Дмитриев С.П., Кулешов П.П., Окуневич А.И. // Тез. ВСООАМ. Л., 1986. С. 52.
- [7] Balling L.C., Hanson R.J., Pipkin F.M. // Phys. Rev. 1964. Vol. 133A. N 2. P. 607-612.
- [8] Happer W. // Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. N 2. P. 170-249.
- [9] Картошкин В.А. // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. Вып. 1. С. 26-31.
- [10] Кириллин В.А., Шейндлин А.Е. Термодинамика растворов. М.: Госэнергоиздат, 1956. 272 с.
- [11] Killian T.J. // Phys. Rev. 1926. Vol. 27. N 2. P. 578-583.
- [12] Taylor J.B., Langmuir I. // Phys. Rev. 1937. Vol. 51. N 2. P. 753-760.
- [13] Raith W., Physik Z. // 1961. Vol. 163. N 2. P. 467-473.
- [14] Дашевская Е.И., Жаботинский М.Е. А.С. № 167043. БИ. № 24. 1964.

³ Увеличение сдвига частоты с уменьшением амплитуды радиополя объясняется тем, что в этом случае уменьшается фактор насыщения зеемановских переходов, обуславливающий выравнивание населенностей зеемановских уровней и приводящий к одинаковым амплитудам отдельных зеемановских компонент, составляющих суммарную линию магнитного резонанса.