

09.2;11

Спин-обменное уширение магнитного M_X -резонанса в цезии

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: antver@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 декабря 2020 г.

В окончательной редакции 29 января 2021 г.

Принято к публикации 29 января 2021 г.

Представлены результаты измерения сечения спин-обменного уширения линии магнитного резонанса в земмановской структуре основного состояния цезия. Проведен анализ влияния погрешностей измерения параметров на результат, значения концентрации паров цезия уточнены независимыми измерениями.

Ключевые слова: оптически детектируемый магнитный резонанс, спин-обменное уширение, квантовый магнитометр.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.08.50856.18654

Лавинообразный рост интереса к задачам оптического детектирования магнитного резонанса (МР) в щелочных металлах, спровоцированный развитием квантовых оптических датчиков, обусловил новые требования к точности физических констант, определяющих параметры МР. Цезий наряду с рубидием является самым широко используемым в этих задачах веществом [1], а сечение его спин-обмена — величиной, ограничивающей достижимые скорости релаксации [2]. Тем не менее приведенные в литературе значения сечения спин-обмена σ_{SE} в цезии характеризуются разбросом, обусловленным как разными техниками измерения, так и неопределенностью параметров [3–7]. Далее, практический интерес обычно представляет не само сечение спин-обмена σ_{SE} , а измеряемые в эксперименте вклады в ширину МР. В связи с этим возникает интерес к задаче непосредственного измерения сечения спин-обменного уширения линии МР. Это сечение σ_{MR} по аналогии с сечением спин-обмена σ_{SE} можно определить следующим образом:

$$\Gamma_{SE} = \sigma_{MR} v_{rel} n_{Cs},$$

где Γ_{SE} — величина спин-обменного уширения МР, n_{Cs} — концентрация, а v_{rel} — относительная скорость сталкивающихся атомов цезия. Как показано в [8,9], величина σ_{MR} оказывается связана с σ_{SE} сложными соотношениями. В последнее время публикуются работы, демонстрирующие отличие спин-обменных уширений МР от предсказанных теорией [10,11]. В настоящей работе мы ставили задачу уточнения величины σ_{MR} с использованием техники оптического детектирования МР.

Экспериментальная установка, на которой проводились измерения, описана в [12,13]; объектом исследования служила кубическая ячейка с внутренним объемом $8 \times 8 \times 8$ mm с парами Cs, содержащая также ~ 100 Torr азота (давление азота, как показано далее, впоследствии было уточнено оптическими методами) и находящаяся в поле $B = 12 \mu T$. Применялись два способа возбуждения МР: 1) возбуждение радиочастотным полем в „класси-

ческой“ двухлучевой схеме (CL) с продольной по отношению к **V** оптической накачкой; 2) возбуждение модуляцией поляризации поперечного луча накачки (BB — схема Белла–Блюма [14]). Лазер накачки был настроен в резонанс с переходом $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$ D_1 -линии Cs, детектирование на сверхтонком уровне $F = 4$ Cs осуществлялось на частоте возбуждающего воздействия (M_X -резонанс) по повороту поляризации поперечного линейно поляризованного пробного излучения с интенсивностью I_d , отстроенного на $-(10-20)$ GHz от переходов $F = 4 \leftrightarrow F' = 3$, 4 D_1 -линии Cs (штрихами здесь и далее обозначены уровни первого возбужденного состояния).

Нами были сняты пять серий измерений, в каждой из которых варьировалась температура (T) ячейки, и при каждой температуре варьировалась интенсивность оптической накачки I_p (от 0 до ~ 40 mW/cm²; интенсивности как накачки, так и пробного излучения измерялись на входе в ячейку). Параметры эксперимента в этих сериях были следующими: для серии 1 — BB, $I_d = 0.22$ W/cm²; для серии 2 — CL, $I_d = 4.0$ mW/cm²; для серии 3 — BB, $I_d = 4.0$ mW/cm²; для серии 4 — BB, $I_d = 1.6 I_p$; для серии 5 — BB, $I_d = 4.6$ mW/cm². При измерениях в схеме CL при каждом значении T и I_p также варьировалась амплитуда радиочастотного поля A_{RF} . „Темновые“ ширины, характеризующие МР в отсутствие света накачки, определялись экстраполяцией к нулю значений I_p и A_{RF} ; результат показан на рис. 1, а.

Далее нами рассчитывалось и вычиталось уширение пробным светом, а также столкновениями с азотом и со стенками ячейки, а значения температуры пересчитывались в значения концентрации насыщенного пара Cs согласно [15] (рис. 1, б); экспериментальные ошибки показаны в логарифмическом масштабе на рис. 1, с. Величина спин-обменного уширения линии МР зависит от I_p [9]. Чтобы снизить влияние этого эффекта, измеренные в эксперименте значения ширин МР мы экстраполировали к $I_p = 0$, причем для экстраполяции мы использовали только начальный линейный участок зависимости, соот-

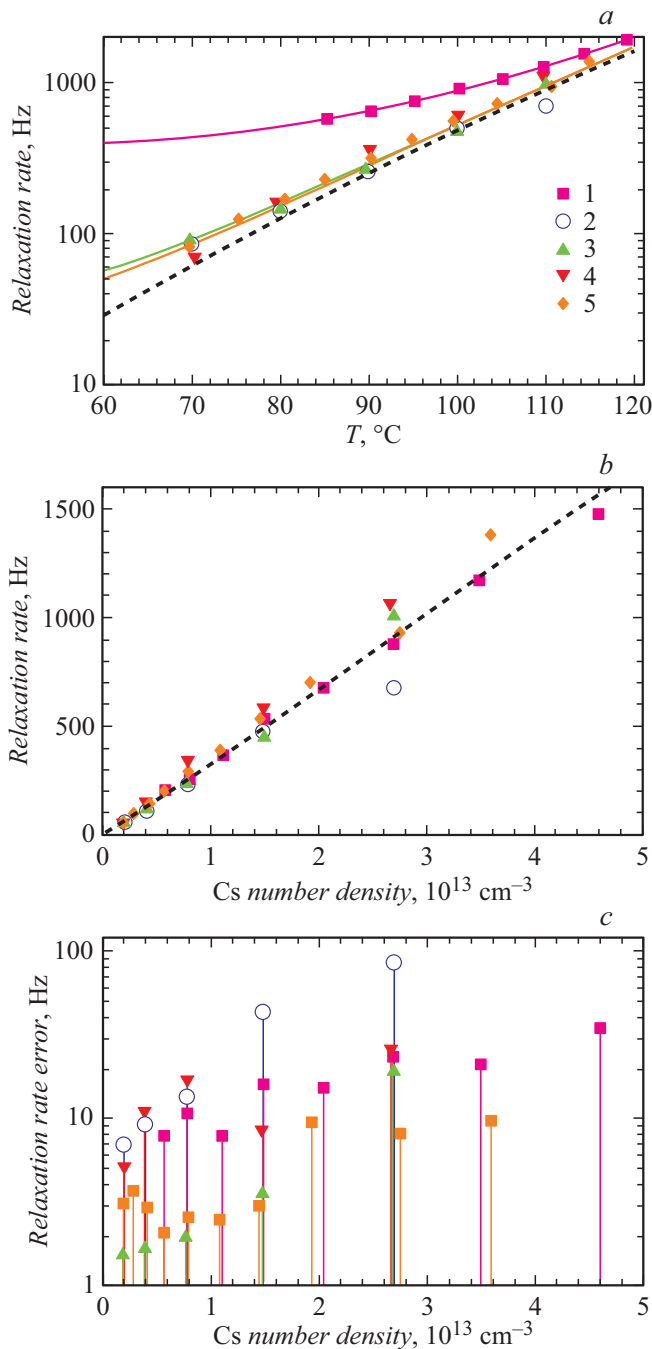


Рис. 1. *a* — зависимости темновой ширины МР от температуры, полученные в пяти сериях измерений (цифры 1–5 на рисунке). Линии, соответствующие сериям 3 и 5, совпадают. *b* — зависимости темновой ширины МР от концентрации после вычитания вкладов, не связанных со спин-обменом. *c* — соответствующие погрешности измерений.

ветствующий слабой оптической накачке. Поскольку при стремлении интенсивности накачки к нулю происходит выравнивание разностей населенностей между соседними зеемановскими уровнями и, как следствие, выравнивание амплитуд соответствующих им сигналов МР, мы можем считать, что измеренное уширение представляет

собой среднюю по всем зеемановским переходам уровня $F = 4$ величину.

Примеры зависимостей скорости релаксации от интенсивности света накачки приведены в нашей работе [16]; там же дано описание алгоритма, по которому рассчитывалось уширение резонанса в условиях оптической накачки. Расчет позволил исследовать возможные вклады неопределенностей, обусловленных уширением пробным светом, столкновениями с азотом и со стенками, а также неопределенностью параметров ячейки. Для этого значение выбранного параметра варьировалось (вариации параметров при расчете заведомо превышали их неопределенности в эксперименте), повторялся расчет сечения и находилась относительная ошибка определения сечения $\Delta\sigma_{MR}/\sigma_{MR}$, связанная с неопределенностью параметра. Наиболее значимые результаты приведены в таблице.

Видно, что определяющий вклад в ошибку вносят два последних параметра: температура (поскольку она определяет концентрацию равновесных паров Cs) и концентрация Cs, точнее, ее отклонение от равновесного для данной температуры значения, возникающее, например, вследствие поглощения паров стенками ячейки. Поэтому нами были проведены измерения спектров поглощения резонансного излучения D_1 -линии в ячейке, позволившие независимо оценить значения концентрации паров в ячейке.

Абсолютные измерения оптического поглощения обычно осложнены неопределенностью, вносимой в результат просветлением среды, возникающим вследствие сверхтонкой накачки: излучение, настроенное в резонанс с переходами $F = 3 \leftrightarrow F' = 3, 4$, вызывает перекачку атомов на уровень $F = 4$, и наоборот. Поэтому нами были применены методики, позволяющие минимизировать влияние этого эффекта. Так, измерение давления азота в ячейке было проведено методом измерения сдвига оптической линии поглощения Cs относительно линии поглощения в вакуумной ячейке; для минимизации просветления среды использовалась обратная накачка (gerumping) лазером, настроенным на частоту перехода $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$. Измерения формы линии поглощения проводились методом сканирования лазера в окрестности переходов $F = 4 \leftrightarrow F' = 3, 4$ в диапазоне температур ячейки 55–65°C. Сдвиг линии поглощения оказался равным -0.816 ± 0.003 GHz, что соответствует [17] давлению азота 106.1 ± 0.4 Torr.

Далее проводились измерения оптической толщины ячейки $k_{opt}L = -\ln(P_{out}/P_{in})$, где P_{in} и P_{out} — значения интенсивности излучения перед ячейкой и после нее, k_{opt} — коэффициент поглощения, L — длина ячейки. Мы исходили из того, что на шкале оптических частот должна существовать точка f_0 , в которой оба упомянутых выше механизма сверхтонкой перекачки уравниваются друг друга. Именно на этой частоте мы измеряли поглощение (этот эксперимент в отличие от предыдущего не требовал сканирования частоты лазера). Данная методика имеет еще и то преимущество, что результат

Вклады неопределенностей параметров в относительную ошибку определения сечения спин-обменного уширения линии МР

Серия	Параметр	Неопределенность параметра	Относительная ошибка $\Delta\sigma_{MR}/\sigma_{MR}$, %
1	Уширение пробным светом	10%	< 0.02
2	Давление N_2	20%	0.045
3	Температура	1°C	4.9
4	Концентрация Cs	5%	5.0

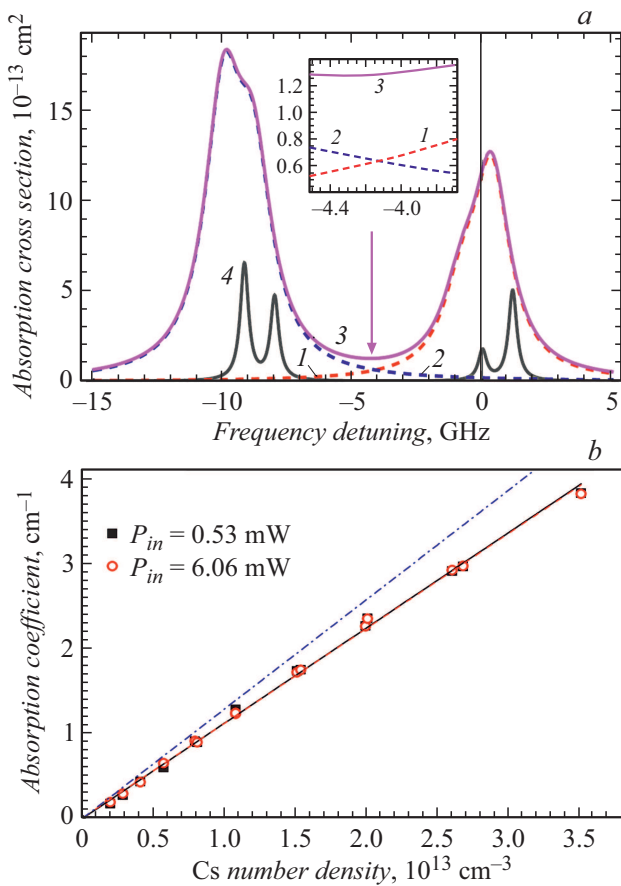


Рис. 2. *a* — расчетная зависимость поглощения среды от расстройки излучения относительно перехода $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$: поглощение уровнями $F = 3$ (1) и 4 (2) и полный коэффициент поглощения (3) в ячейке длиной 0.8 см с азотом при температуре 100°C и давлении 106.1 Торг. Стрелкой отмечена частота f_0 , на которой скорости поглощения с двух сверхтонких уровней совпадают. Линия 4 — спектр поглощения в опорной (вакуумной) ячейке. На вставке показан увеличенный фрагмент рисунка. *b* — зависимость измеренного на частоте f_0 коэффициента оптического поглощения k_{opt} в ячейке от температуры, пересчитанной в концентрацию Cs согласно [15]; штрихпунктирной линией отмечено расчетное значение.

измерения очень слабо зависит от частоты лазерного излучения. Согласно расчетам (рис. 2, *a*), для нашей ячейки $f_0 = -4.13 \text{ GHz}$ относительно частоты перехода $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$. Отсутствие просветления среды проверилось сравнением оптических толщин, измеренных

при двух мощностях лазерного излучения P_{in1} и P_{in2} . В результате с использованием значений концентрации по [15] были получены значения сечения $\sigma_{opt} = k_{opt1}/n_{Cs}$

$$P_{in1} = 0.53 \text{ mW} : \sigma_{opt1} = (1.12 \pm 0.13) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2,$$

$$P_{in2} = 6.06 \text{ mW} : \sigma_{opt2} = (1.12 \pm 0.15) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2,$$

совпадающие в пределах погрешности. Расчеты показывают, что на частоте f_0 сечение поглощения в такой ячейке при $T = 100^\circ\text{C}$ должно составлять $\sigma_{opt} = 1.28 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$. Погрешности измерения параметров ячейки вносят в это значение неопределенность порядка 1.5%.

Из сравнения экспериментальных и расчетных значений $k_{opt}L/n_{Cs}$ можно сделать вывод, что реальная концентрация паров Cs составляет 0.92 ± 0.02 от расчетной (рис. 2, *b*). Это может быть обусловлено как ошибкой $\Delta T < 2^\circ\text{C}$ измерения эффективной температуры ячейки, так и особенностями взаимодействия насыщенных паров с поверхностью: в работе [10] утверждается, что концентрация цезиевых паров в стеклянной ячейке может быть на 15–50% меньше табличного значения.

Таким образом, измеренное нами с учетом реальной концентрации паров цезия значение усредненного сечения спин-обменного уширения линии МР в зеэмановской структуре уровня $F = 4 \text{ Cs}$ равно $\sigma_{MR} = (7.11 \pm 0.37) \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$. Этот результат позволяет с использованием выражений [8–11] вычислить значение сечения спин-обмена Cs σ_{SE} с пятипроцентной точностью. Однако более существенно то, что измеренное значение может быть непосредственно использовано при расчете параметров магнитного M_X -резонанса в цезии как в фундаментальных, так и в прикладных задачах, в первую очередь при разработке прецизионных магнитометрических оптических датчиков.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Budker, M. Romalis, *Nature Phys.*, **3**, 227 (2007). DOI: 10.1038/nphys566
- [2] А.К. Вершовский, А.С. Пазгалёв, *ЖТФ*, **78** (5), 116 (2008).
- [3] N.W. Ressler, R.H. Sands, T.E. Stark, *Phys. Rev.*, **184**, 102 (1969). DOI: 10.1103/PhysRev.184.102

- [4] L.C. Balling, F.M. Pipkin, *Phys. Rev.*, **136**, A46 (1964).
DOI: 10.1103/PhysRev.136.A46
- [5] J.A. Vallés, J. Tornos, *Appl. Spectrosc.*, **44**, 632 (1990).
DOI: 10.1366/0003702904087415
- [6] В.А. Картошкин, *Оптика и спектроскопия*, **121** (3), 355 (2016).
- [7] J.W. Lou, G.A. Cranch, *AIP Adv.*, **8**, 025305 (2018).
DOI: 10.1063/1.5010294
- [8] W. Happer, A.C. Tam, *Phys. Rev. A*, **16**, 1877 (1977).
DOI: 10.1103/PhysRevA.16.1877
- [9] S. Appelt, A. Ben-Amar Baranga, C.J. Erickson, M.V. Romalis, A.R. Young, W. Happer, *Phys. Rev. A*, **58**, 1412 (1998).
DOI: 10.1103/PhysRevA.58.1412
- [10] Y.-Y. Fu, J. Yuan, *Chin. Phys. B*, **28**, 098504 (2019).
DOI: 10.1088/1674-1056/ab3442
- [11] Y.-Y. Fu, X. Liu, J. Yuan, *AIP Adv.*, **9**, 015304 (2019).
DOI: 10.1063/1.5043231
- [12] А.К. Вершовский, С.П. Дмитриев, Г.Г. Козлов, А.С. Пазгалев, М.В. Петренко, *ЖТФ*, **90** (8), 1243 (2020).
DOI: 10.21883/JTF.2020.08.49533.438-19
- [13] А.К. Вершовский, А.С. Пазгалев, М.В. Петренко, *Письма в ЖТФ*, **46** (17), 43 (2020).
DOI: 10.21883/PJTF.2020.17.49894.18340
- [14] W.E. Bell, A.L. Bloom, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 280 (1961).
DOI: 10.1103/PhysRevLett.6.280
- [15] А.Н. Несмеянов, *Давление пара химических элементов* (Изд-во АН СССР, М. 1961), с. 122–125.
- [16] А.К. Вершовский, М.В. Петренко, *Оптика и спектроскопия*, **129** (4), 462 (2021).
DOI: 10.21883/OS.2021.04.50775.300-20
- [17] G.A. Pitz, G.P. Perram, in *High-power laser ablation VII*, ed. by C.R. Phipps. *Proc. SPIE*, **7005**, 700526 (2008).
DOI: 10.1117/12.782876