

$$\nu(J, K) = \nu_0 + A_J J(J+1) + A_K K^2 + A_{JJ} J^2(J+1)^2 + \\ + A_{JK} J(J+1)K^2 + A_{KK} K^4$$

с шестью коэффициентами ν_0 , A_J , A_K , A_{JJ} , A_{JK} и A_{KK} , определенными методом наименьших квадратов. Значения коэффициентов вместе с данными работы [8], пересчитанными для удобства сравнения в МГц, приведены в табл. 2. В пределах указанной точности только два полученных нами коэффициента ν_0 и A_J хорошо согласуются с данными [8].

Таблица 2

Коэффициенты	Наши измерения	Данные [8]
ν_0	1432.8560 (94)	1432.738 (150)
A_J	-4.8883 (33)	-4.797 (180)
A_K	7.2852 (36)	6.685 (330)
A_{JJ}	0.00950 (23)	0.00285 (210)
A_{JK}	-0.02755 (54)	-0.0755 (96)
A_{KK}	0.01992 (31)	0

Примечание. В скобках дано стандартное отклонение в единицах последнего десятичного знака.

Литература

- [1] R. L. Poynter, R. K. Kakar. *Astrophys. J. (Suppl.)*, Ser. 277, 29, 87, 1975.
- [2] B. V. Sinha, P. D. P. Smith. *J. Mol. Spectr.*, 80, 231, 1980.
- [3] H. Sasada. *J. Mol. Spectr.*, 83, 15, 1980.
- [4] G. Herrmann. *J. Chem. Phys.*, 29, 875, 1958.
- [5] P. Helminger, W. Gordy. *Phys. Rev.*, 188, 100, 1969.
- [6] P. Helminger, F. C. De Lucia, W. Gordy. *J. Mol. Spectr.*, 39, 94, 1971.
- [7] L. H. Jones. *J. Mol. Spectr.*, 74, 409, 1979.
- [8] V. Malathy Devi, P. P. Das, K. Narahari Rao, Š. Urban, D. Proušek, V. Špirko. *J. Mol. Spectr.*, 88, 293, 1981.

Поступило в Редакцию 2 июля 1982 г.

УДК 539.84.26

О ЦИРКУЛЯЦИИ КОГЕРЕНТНОСТИ В АТОМАХ СО СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

Л. С. Корниенко, А. Л. Коткин, В. В. Майоршин и Р. М. Умарходжаев

В экспериментах по оптической накачке атомов в качестве источников света обычно применяются газоразрядные спектральные лампы и при этом установлено, что с ростом интенсивности света накачки ширина линии магнитного резонанса (МР) увеличивается [1].

В данной работе сообщается об обратной зависимости — уменьшении ширины линии МР при увеличении интенсивности света накачки. Эти результаты получены при использовании лазеров в качестве источников света для накачки и опроса атомной системы с разрешенной сверхтонкой структурой основного состояния [2]. Показано, что с ростом интенсивности света накачки ширина линии сигнала МР уменьшается и становится меньше ширины линии МР, измеренной с использованием спектральной лампы при экстраполяции интенсивности света накачки к нулю [3].

Эксперимент ставился с парами атомов ^{133}Cs следующего образом. Частота резонансного излучения лазера, обеспечивающего поляризацию атомов ^{133}Cs

в рабочей ячейке, совпадает с частотой перехода $S_{1/2}F_3 \leftrightarrow P_{3/2}$, а частота излучения лазера опроса для регистрации сигналов по эффекту Фарадея выбирается на 4—5 ГГц ниже частоты второго сверхтонкого перехода D_2 линии $S_{1/2}F_4 \leftrightarrow P_{3/2}$ (рис. 1, а). Лучи накачки и опроса перпендикулярны между собой и к направлению магнитного поля. Наблюдались либо сигналы Ханле при свипировании магнитного поля возле нулевого значения, либо сигналы свободной прецессии при импульсной модуляции магнитного поля.

На рис. 1, б приведена зависимость ширины Γ сигнала Ханле от интенсивности света накачки. Кривая 1 этого рисунка соответствует случаю, когда в качестве источника накачки использован лазер, а кривая 2 — случаю использования спектральной лампы.

Из приведенных зависимостей видно, что с ростом интенсивности света спектральной лампы ширина Γ сигналов Ханле увеличивается, в то время как

увеличение интенсивности лазерного излучения накачки приводит к уменьшению ширины Γ . Максимальная мощность излучения лазера накачки составляла приблизительно 5 мВт.

Для выяснения механизма уменьшения ширины Γ с увеличением интенсивности лазерного излучения накачки была дополнительно снята зависимость

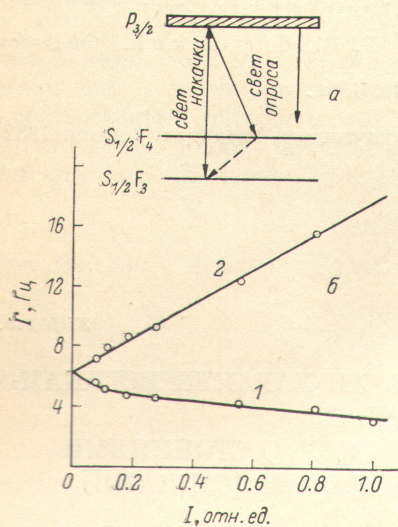


Рис. 1.

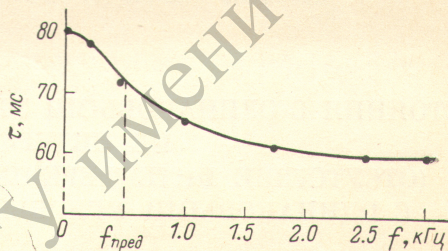


Рис. 2.

скорости затухания сигналов свободной прецессии для подуровня $S_{1/2}F_4$ от величины магнитного поля (рис. 2) при максимальной интенсивности лазерного излучения накачки.

Для объяснения экспериментально полученных зависимостей обратимся к упрощенной схеме энергетических уровней атомов ^{133}Cs (рис. 1, а). В результате оптической накачки [2] на подуровне $S_{1/2}F_4$ возникает макроскопическая намагничённость, причем время существования намагничённости определяется временем релаксации атомов между зеемановскими подуровнями этого состояния и временем сверхтонкой релаксации. В результате сверхтонкой релаксации атомы переходят на подуровень $S_{1/2}F_3$. Этот переход обозначен на рис. 1, а штриховой линией. Время жизни T_3 атомов на подуровне $S_{1/2}F_3$ зависит от интенсивности света накачки и полностью определяется указанной интенсивностью при большой мощности лазерного излучения. За время $\sim T_3$ атомы, находящиеся на этом подуровне, поглощают фотон и через возбужденное состояние $P_{3/2}$ могут вернуться в свое первоначальное состояние на подуровне $S_{1/2}F_4$. При этом атомы вернутся в результате описанного цикла в первоначальное состояние с сохранением когерентности в том случае, если набег фазы за время цикла не превысит $\pi/2$. Набег фазы определяется разностью гиромагнитных отношений атомов на различных уровнях, через которые проходит атом в течение цикла, и временем жизни на этих уровнях. Так как время жизни в возбужденном состоянии $\sim 10^{-8}$ с, а гиромагнитные отношения одного порядка для всех уровней, то набегом фазы за время нахождения атомов в возбужденном состоянии можно пренебречь. Учитывая, что время T_3 , определенное из результатов эксперимента, составляет ~ 0.3 мс, а гиромагнитные отноше-

ния для подуровней $S_{1/2}F_3$ и $S_{1/2}F_4$ примерно равны по величине и имеют разные знаки, получаем предельную частоту $f_{\text{пред}}$, на которой еще должен наблюдаться перенос когерентности, примерно равной 500 Гц, что находится в хорошем согласии с экспериментом.

Отметим, что циркуляция когерентности должна приводить к световым сдвигам, аналогичным сдвигам, вызванным светом накачки [4]. В рассмотренном случае сдвиг частоты в области, где наблюдается перенос когерентности, должен составлять $\sim 0.5\%$ от частоты МР.

Авторы выражают свою признательность С. Д. Якубовичу за предоставленные лазеры.

Литература

- [1] В. Сагнас. *Ann. Phys.*, 6, 467, 1961.
- [2] Н. М. Иевская, Л. С. Корниенко, А. Л. Коткин, Р. М. Умарходжаев. *ДАН СССР*, 256, 368, 1981.
- [3] Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скороцкий. *Физические основы квантовой магнитометрии*. М., 1972.
- [4] С. Соһен-Таппуджи. *Ann. Phys.*, 7, 423, 1962.

Поступило в Редакцию 2 июля 1982 г.

УДК 539.184

СОСТОЯНИЯ С ОДИНАКОВЫМИ УГЛОВЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ НЕ ИНТЕРФЕРИРУЮТ (ОТСУТСТВИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ С ОДИНАКОВЫМИ УГЛОВЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ)

Г. И. Хвостенко и М. П. Чайка

Рассмотрим ансамбль атомов, имеющих два совершенно одинаковых по угловым моментам возбужденных состояния, которые назовем $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Эти состояния различаются только главным квантовым числом n . Все другие состояния, лежащие по энергиям ниже $|1\rangle$ и $|2\rangle$, обозначим через $|0\rangle$. Пусть этот ансамбль атомов облучается белым светом. В таких условиях каждая пара интерферирующих уровней должна давать интерференционный вклад в наблюдаемую интенсивность. Его величина при больших расстояниях между уровнями мала, так как содержит множитель $(\Gamma^2 + \Delta\omega^2)^{-1}$, но не обращается точно в нуль. Покажем, что интерференционный член между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ обращается в нуль точно, откуда и будет следовать, что эти состояния не интерферируют.

Запишем диаграммы рассеяния светового кванта такой атомной системой, обозначив частоту поглощенного кванта через ω_f , а излученного через ω

$$\langle 0, \omega | S | 0, \omega_f \rangle = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0'\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega_f \\ \swarrow \\ |1\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0\rangle \end{array} \\ + \\ \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0''\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega_f \\ \swarrow \\ |2\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0\rangle \end{array} \\ + \\ \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0''\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega_{f'} \\ \swarrow \\ |2\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega_f \\ \swarrow \\ |0'\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |1\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0\rangle \end{array} \\ + \\ \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0''\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega_{f'} \\ \swarrow \\ |1\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega_f \\ \swarrow \\ |0'\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |2\rangle \end{array} \begin{array}{c} \omega \\ \swarrow \\ |0\rangle \end{array} \end{array}$$

В этой записи учтены виртуальные переходы из $|1\rangle$ в $|2\rangle$, и наоборот, через любые состояния $|0'\rangle$. Элемент матрицы рассеяния, согласно изображенной диаграмме, имеет вид