

07:09  
©1995

## ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМА ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ В УСЛОВИЯХ НЕРАЗРЕШЕННОГО РАДИОСПЕКТРА ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

*С.В.Ермак, В.В.Семенов*

Принципиальное значение в технике квантовых парощелочных дискриминаторов частоты с оптической накачкой имеет обеспечение оптимальной интенсивности света, при которой реализуется максимальная дискриминирующая способность устройства (отношение сигнал-шум к ширине резонансной линии). Для случая двухуровневой модели атомов этот оптимум, как известно, достигается при скорости оптической накачки  $T_p^{-1}$ , равной скорости релаксации  $T_2^{-1}$  либо ее утроенному значению в зависимости от соотношения времен продольной  $T_1$  и поперечной  $T_2$  релаксации:  $T_p^{-1} = 3T_2^{-1}$  для  $T_1 = T_2$  и  $T_p^{-1} = T_2^{-1}$  для  $T_1 \gg T_2$  [1-3]. При этом, для получения высокой долговременной стабильности частоты рабочего перехода практикуется значительно меньшая указанных интенсивность света накачки [4].

Предметом настоящей работы являлась оценка оптимальных значений интенсивности света накачки в условиях полного перекрытия радиочастотного спектра оптически ориентированных атомов  $Rb^{87}$  и  $Cs^{133}$  при различных режимах оптической накачки. Корректный расчет подобной задачи предполагает использование формализма матрицы плотности размерностью  $2(2I + 1) \times 2(2I + 1)$ , где  $I$  — ядерный момент атома, однако формирование единого контура линии поглощения близко расположенными зеемановскими компонентами радиоспектра позволяет аппроксимировать щелочные атомы простой двухуровневой моделью с лоренцевым контуром линии поглощения, характеризуемой усредненными временами релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$  следующего вида:

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{T_1} + \frac{\alpha}{T_p}; \quad \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_p}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, определяющий относительный вклад света накачки в скорость поперечной релаксации.

В рамках выбранной аппроксимации элементарный расчет приводит к следующему выражению для оптимального

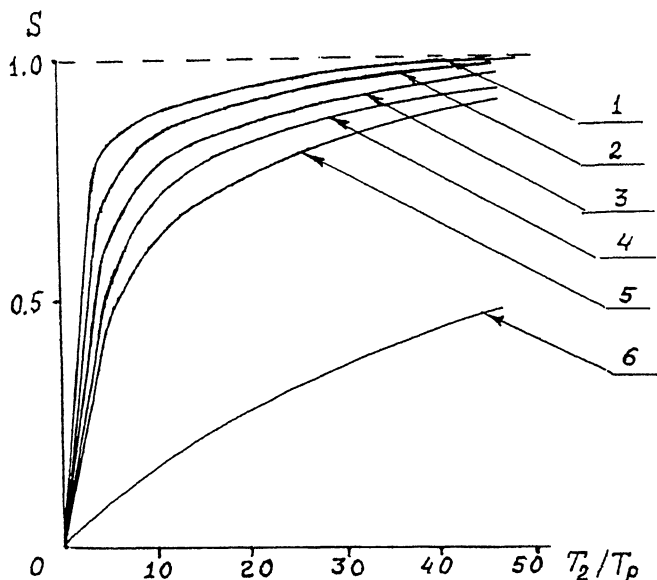
темпа накачки в точке максимума отношения сигнал-шум к величине  $\tau_2^{-1}$  (при учете только дробового шума тока фотодетектора, как это выполнено в [2]):

$$\left[ \frac{1}{T_p} \right]_{\text{opt}} = \frac{1}{2\alpha T_2} \left\{ \alpha + \frac{T_2}{T_1} + \left[ \alpha^2 + 14\alpha \frac{T_2}{T_1} + \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (2)$$

Коэффициент  $\alpha$  несложно определить, если предположить, что результирующий контур линии поглощения формируется путем аддитивного вклада отдельных контуров лоренцевой формы с амплитудами, пропорциональными разности заселенностей соседних магнитных подуровней. При этом вклад оптической релаксации в  $\tau_1$  и  $\tau_2$  для каждой пары подуровней можно оценить по вероятностям поглощения, приведенным в [5-7]. В приближении оптически тонкого слоя при идентичных темновых скоростях релаксации атомов на магнитных подуровнях основного состояния амплитуда результирующего контура  $S$  при оптической накачке циркулярно поляризованным светом одной из линий резонансного дублета будет пропорциональна отношению  $T_1/(T_p + \alpha T_1)$ .

На рисунке представлены расчетные зависимости амплитуды  $S$  от приведенной скорости накачки  $T_2/T_p$  при  $T_1 = T_2$  для атомов  $\text{Rb}^{87}$  и  $\text{Cs}^{133}$  в двух предельных режимах оптической ориентации  $D_1$  линией лампового источника: режиме  $A$  — в отсутствие эффекта перемешивания в  $P$  состоянии, режиме  $B$  — при наличии столкновительной переориентации возбужденных состояний, на этом же рисунке представлена зависимость  $S$  в режиме накачки  $A$  лазерным источником, настроенным на оптический переход  $6S_{1/2}F = 4 \longleftrightarrow 6P_{3/2}F = 5D_2$  линии паров цезия. Указанный переход интересен для приложений вследствие минимального перекрытия контуров поглощения соседних сверхтонких компонент, что препятствует процессу сверхтонкой оптической накачки, уменьшающему концентрацию активных атомов основного состояния с  $F = 4$ .

Сопоставление зависимостей на рисунке показывает, что в условиях оптической ориентации щелочных атомов  $D_1$  линией от лампового источника вклад оптической релаксации в  $\tau_2$  примерно на порядок превышает аналогичный вклад в  $\tau_1$  (расчетные значения коэффициента  $\alpha$  для зависимостей 2, 3, 4, 5 соответственно равны 0.3, 0.25, 0.2, 0.1), в случае лазерной накачки  $D_2$  линией это превышение достигает  $\sim 10^2$  ( $\alpha \simeq 0.01$ ). Как следует из выражения (2), в варианте равенства  $T_1$  и  $T_2$  величина оптимальной скорости накачки



Зависимость амплитуды результирующего контура линии поглощения щелочных паров от интенсивности оптической накачки (в отн. ед.): 1 — для двухуровневой модели оптически ориентированных атомов при  $\alpha = 1$ ; 2, 3 — соответственно для паров  $\text{Rb}^{87}$  и  $\text{Cs}^{133}$  в режиме накачки А линией  $D_1$ , 4, 5 — соответственно для паров  $\text{Rb}^{87}$  и  $\text{Cs}^{133}$  в режиме накачки В линией  $D_1$ ; 6 — для атомов  $\text{Cs}^{133}$  при лазерной оптической накачке в режиме А линией  $D_2$ .

в щелочных парах существенно сдвигается в сторону больших интенсивностей света по сравнению с этим оптимумом для двухуровневой модели атомов с  $\alpha = 1$ . В случае ламповой накачки при указанных значениях  $\alpha$  оптимальное превышение темпа накачки над скоростью темновой релаксации лежит в диапазоне 6–13, для лазерной накачки оно составляет  $\sim 10^2$ . При выполнении неравенства  $T_1 \gg T_2$  значение оптимального темпа накачки совпадает с рекомендуемой в [1–3] величиной.

Экспериментальная проверка этих рекомендаций была выполнена на стандартной установке по оптической ориентации атомов щелочных паров в постоянном магнитном поле  $\sim 10^{-6}$  Тл. При этом использовались цезиевые либо рубидиевые камеры поглощения двух типов: с антирелаксационным покрытием стенок и с буферным газом (аргоном) при давлении 1.5 Тор, а для выделения линии накачки  $D_1$  от лампового источника применялись интерференционные фильтры. В эксперименте оценивались значения  $T_1$ ,  $T_2$  и  $\alpha$  по ширине линии стационарного магнитного резонанса,

экстраполированной к нулевой интенсивности радиополя и света накачки, выполнялось также дублирование измерений  $T_1$  по длительности переходных процессов при периодическом включении насыщающего радиочастотного поля. Данные эксперимента показали близкое совпадение наблюдаемых и расчетных значений  $\alpha$  (максимальное расхождение расчетных и экспериментальных значений  $\alpha$  не превышало 10%).

Проведенные исследования позволяют заключить, что в условиях неразрешенного радиоспектра атомов щелочных металлов известные рекомендации по выбору оптимального режима оптической накачки справедливы лишь в области существенного превышения времени  $T_1$  над величиной  $T_2$ , в то время как баланс их значений заставляет использовать гораздо более интенсивный свет накачки, чем считалось до сих пор.

Авторы признательны Е. Б. Александрову за ценные замечания при обсуждении результатов работы.

#### Список литературы

- [1] *Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Haroche S., Laloe F.* // Rev. Phys. Appl. 1970. V. 5. N 1. P. 102-108.
- [2] *Александров Е.Б., Мамырин А.Б., Якобсон Н.Н.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 3. С. 607-612.
- [3] *Александров Е.Б., Якобсон Н.Н., Вершовский А.К.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 5. С. 970-973.
- [4] *Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 24. С. 1501-1504.
- [5] *Hawkins W.B.* // Phys. Rev. 1955. V. 98. N 2. P. 478-486.
- [6] *Fransen W., Emslie A.B.* // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 4. P. 1453-1458.
- [7] *Hawkins W.B.* // Phys. Rev. 1961. V. 123. N 2. P. 544-545.

Санкт-Петербургский  
государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
17 октября 1995 г.  
В окончательной редакции  
13 июля 1995 г.