

Некоторое снижение ДЭ по сравнению со случаем записи голограмм точечным источником связано, по нашему мнению, с тем, что ширина индикатрисы диффузного рассеивателя была сопоставима с шириной угловой селективности ГЭ.

Литература

- [1] М. М. Ермолаев, Е. М. Михайлова. Опτικο-механич. промышл., № 10, 27, 1973.
- [2] Н. Д. Ворзобова, Д. И. Стаселько. Опτικο-механич. промышл., № 4, 69, 1977.
- [3] В. А. Ванин, Л. Н. Вагин. ЖНиПФиК, 20, 416, 1975.
- [4] В. И. Суханов, Ю. В. Ащеулов, А. Е. Петников, И. Я. Мамонтов. В сб.: Оптическая голография и ее применения, 13. «Наука», Л., 1977.
- [5] T. A. Shankoff. Appl. Opt., 7, 2101, 1968.
- [6] L. N. Lin. Appl. Opt., 8, 963, 1969.
- [7] Э. А. Загорская, С. Б. Шевченко. В сб.: Регистрирующие среды для голографии, 26. «Наука», Л., 1979.

Поступило в Редакцию 10 мая 1979 г.

УДК 535.218+539.184

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНДУЦИРОВАНИЯ СПИНОВОЙ ПРЕЦЕССИИ МЕТОДАМИ МОДУЛИРОВАННОЙ НАКАЧКИ И МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

В. В. Семенов

В экспериментах по магнитному резонансу хорошо изучены сигналы поглощения, связанные с прецессией поперечной компоненты намагниченности в плоскости, ортогональной внешнему магнитному полю. Такая прецессия может быть вызвана воздействием радиочастотного поля на ориентированные атомы [1], либо с помощью модуляции интенсивности света накачки или магнитного поля на ларморовской частоте [2-4]. Несмотря на широкое использование этих методов в технике оптической накачки, их детального сравнения до сих пор не проводилось.

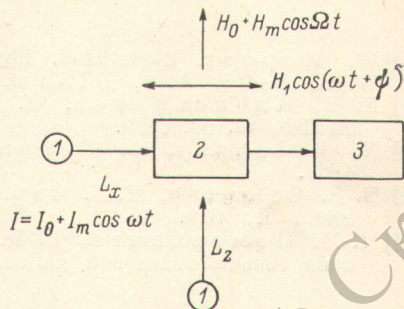
В настоящей работе проведено экспериментальное сравнение резонансных сигналов при возбуждении спиновой прецессии методом магнитного резонанса (МР) и с помощью модулированного по интенсивности света накачки (МС). Схема опыта представлена на рис. 1, где указаны направления световых лучей и прикладываемых магнитных полей.

Эксперименты были выполнены на парах цезия, находящихся в камере поглощения с парафиновым покрытием, причем использовалась модуляционная методика сканирования магнитного поля и синхронное детектирование резонансных сигналов. Магнитное поле H_0 (~ 0.03 Э) модулировалось в пределах 0.1 ширины линии с частотой $\Omega = 20$ Гц. Экспериментальная установка включала два идентичных оптических тракта с общей камерой поглощения, помещенной в центр магнитной системы. Схема регистрации помимо кремниевого фотодетектора (ФД-7К) включала фильтр нижних частот и синхронный детектор, подключенный к самописцу. Необходимость использования фильтра нижних частот диктовалась стремлением предельно ослабить мощный фон, создаваемый модулированным по интенсивности светом L_x (рис. 1). Амплитуда напряжения на выходе синхронного детектора в первом приближении представляла производную по магнитному полю от сигнала, детектируемого фотодетектором при медленном изменении поля H_0 вблизи резонансного значения.

Прямое сравнение эффективности возбуждения спиновой прецессии методами МР и МС в условиях продольной накачки предполагает изменение глубины модуляции поперечного контрольного луча света на резонансной частоте. Однако в эксперименте с модулированной накачкой при этом трудно устранить синхронные помехи, поэтому был применен косвенный способ: измерялся сигнал поглощения поперечного луча, синхронный с низкочастотной модуляцией поля в условиях одновременного действия продольной накачки, поперечной модулированной накачки и радиочастотного поля. Запись резонансных сигналов представлена на рис. 2 соответственно при отсутствии радиополя ($H_1=0$), синфазном ($\psi=0$) и противофазном ($\psi=180^\circ$) радиополе относительно сигнала модуляции интенсив-

Рис. 1. Схема опыта по сравнению эффективности возбуждения спиновой прецессии методами магнитного резонанса и модулированной накачки.

1 — источник циркулярно поляризованного света, 2 — камера поглощения, 3 — схема регистрации.



ности света. В зависимости от относительной фазы поля H_1 и модуляции света поперечного луча их совместное действие усиливает или уменьшает амплитуду поперечной прецессирующей намагниченности. Количественные расчеты, использованные для обработки результатов описываемого эксперимента, приведены в работе [6]. В эксперименте устанавливалась оптимальная амплитуда радиополя: $H_1 = 2/\gamma \sqrt{s_1 s_2}$, где γ — гиромангнитное отношение атомов рабочего вещества, s_1 и s_2 — соответственно продольное и поперечное время релаксации, учитывающие также оптическое воздействие на атомную систему.

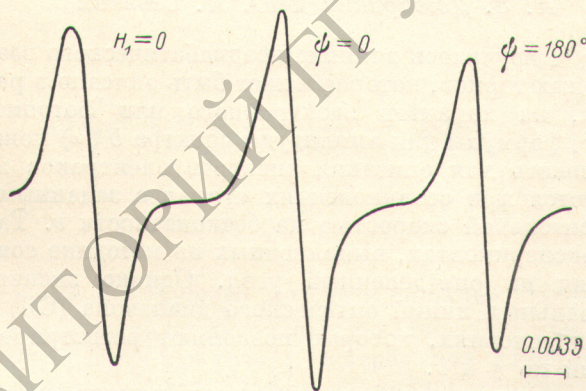


Рис. 2. Запись детектируемых сигналов на самописце.

Сравнение кривых рис. 2 показывает, что метод МС в условиях данного опыта примерно на порядок эффективней метода МР. Эту аномалию в поведении резонансных сигналов однозначно можно объяснить различием времен релаксации s_1 и s_2 , так как отношение величин сигналов, реализуемых методами МС и МР, пропорционально $\sqrt{s_1/s_2} \gg 1$ [6]. В нашем случае время релаксации S_2 лимитировалось неоднородностью магнитного поля и имело порядок 10^{-4} с, в то время как S_1 определялось темпом оптической накачки, составляя по порядку величины 10^{-2} с.

При повышении температуры камеры поглощения ширина резонансной линии увеличивалась, а максимальная интенсивность сигналов достигалась при температуре $\sim 35^\circ \text{C}$, соответствующей оптимальной плотности паров цезия в камере поглощения (использовалась ячейка

3 см × 3 см). Исследования сигналов, полученных на камерах поглощения с буферным газом, дали результаты, сходные с результатами исследования пезиевых ячеек с парафиновыми покрытиями.

До настоящего времени считалось, что единственным преимуществом способа МС является отсутствие радиочастотного уширения линии. Как показали проведенные эксперименты, важным преимуществом этого метода является большая интенсивность наблюдаемых сигналов.

Автор благодарит Е. Б. Александрова за ценные замечания при обсуждении результатов работы.

Литература

- [1] W. Harper. Rev. Mod. Phys., 44, 169, 1972.
- [2] W. E. Bell, A. L. Bloom. Phys. Rev., 107, 1559, 1957.
- [3] Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 49, 98, 1965.
- [4] N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji. Compt. Rend., 260, 5231, 1965.
- [5] В. В. Семенов, И. В. Сергеева. Тр. ЛПИ, № 366, Квантовая электроника, Л., 1979.
- [6] Н. М. Померанцев, В. М. Рыжков, Г. В. Скроцкий. Физические основы квантовой магнетрии. «Наука», М., 1972.

Поступило в Редакцию 29 мая 1979 г.

УДК 535.2 : 539.186

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ЛАНДАУ-ЗИНЕРОВСКОГО САТЕЛЛИТА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

А. З. Девдариани и Ю. Н. Себякин

В работах [1, 2] изучалось влияние неадиабатического взаимодействия квазимолекулярных термов, которое может быть описано в рамках модели Ландау—Зинера, на характер электронного или фотонного спектра. Выведенные в [2] формулы для амплитуды спектра $b(\omega)$ можно непосредственно использовать для описания спектров электронов или фотонов, которые образуются при столкновениях атомов с заданным параметром удара ρ и относительной скоростью на бесконечности v . Такие условия реализуются в экспериментах, выполненных по методике совпадений при рассеянии частиц на определенный угол. Однако экспериментальное изучение спектральных линий оптического диапазона (СЛ) обычно проводится в таких условиях, которые позволяют регистрировать спектр, уже усредненный по ρ и v .

Поскольку исследуемая особенность термов влияет на форму спектра в области крыльев СЛ, то указанные усреднения могут быть выполнены в рамках статистической теории. Поэтому профиль крыла $I(\omega)$ СЛ при классическом описании движения ядер сталкивающихся атомов и однократном прохождении области неадиабатического взаимодействия может быть представлен в виде

$$I(\omega) = Q(T) \int_0^{\infty} dE E e^{-E/kT} \int_0^{\infty} \rho d\rho |b(\omega)|^2, \quad (1)$$

где $Q(T) = 2\sqrt{\pi/\mu} (2/kT)^{3/2}$, μ — приведенная масса атомов, k — постоянная Больцмана, T — температура,

$$b(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} [d_1 a_1(t) + d_2 a_2(t)]. \quad (2)$$