

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ОПТИЧЕСКИ

Л.Н.Новиков, Л.Г.Малышев

В работе [1] сообщалось о наблюдении параметрического резонанса, возбуждаемого радиочастотным полем $h_1 \cos \Omega t$, осциллирующим вдоль постоянного поля H_0 , в системе атомов, подвергающихся одновременно воздействию циркулярно поляризованного резонансного света, направленного перпендикулярно к полю H_0 . В этих условиях параметрический резонанс наблюдается по модуляции интенсивности поглощенного или рассеянного атомной системой света на частотах $n\Omega$, глубина которой возрастает резонансным образом, если $k\Omega = \gamma H_0$, где γ – гиромагнитное отношение атомов, а n и k – целые числа. Характерной особенностью линий параметрического резонанса является полное отсутствие радиочастотного уширения и радиационных сдвигов при увеличении амплитуды поля h_1 . Своим названием это явление обязано имеющей в данном случае место модуляции одного из "параметров" атомной системы, а именно зеемановского расщепления магнитных подуровней атома в поле $H_0 + h_1 \cos \Omega t$.

Нами был обнаружен и исследован тип резонанса, который может быть назван параметрическим резонансом, индуцированным оптически, поскольку в данном случае оптическими методами модулировалось время релаксации атомов, которое также является "параметром" атомной системы.

Атомы помещены в постоянное магнитное поле H_0 , вдоль которого направлен луч неполяризованного резонансного света (луч II), интенсивность которого модулирована по закону $I_2(t) = I_{20}(1 + \epsilon \sin \Omega t)$, где ϵ – глубина модуляции. Следует подчеркнуть, что ориентации этот луч не создает и приводит лишь к модуляции оптического времени релаксации атомов. Перпендикулярно к полю H_0 направлен циркулярно поляризованный луч света постоянной интенсивности (луч I), служащий для регистрации сигнала.

В целом эволюцию намагниченности M атомной системы можно описать уравнением

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM^{(1)}}{dt} + \frac{dM^{(2)}}{dt} + \frac{dM^{(3)}}{dt} + \frac{dM^{(4)}}{dt}, \quad (1)$$

где $\frac{dM^{(1)}}{dt} = \gamma[MH_0]$ – взаимодействие с магнитным полем $H_0 = (0, 0, H_0)$,

γ – гиромагнитное отношение; $\frac{dM^{(2)}}{dt} = -\frac{1}{T_T} M$ – тепловая релаксация

атомов (для простоты полагаем $T_{T1} = T_{T2} = T_T$); $\frac{dM^{(3)}}{dt} = \frac{M_0 - M}{T_{p1}}$ –

взаимодействие с лучом I; T_{p1} – оптическое время релаксации, свя-

занное с лучом I, $M_0 = (M_0, 0, 0)$ — намагниченность, создаваемая лучом I в отсутствие магнитных полей; $\frac{dM^{(4)}}{dt} = -\frac{M}{T_{p_2}}$ — релаксация ато-

мов, обусловленная лучом II, T_{p_2} — оптическое время релаксации, связанное с лучом II. Поскольку $1/T_{p_2} \equiv \Gamma_{p_2} \sim I_2(t)$, то

$$\Gamma_{p_2} = \Gamma_{o_2} (1 + \epsilon \sin \Omega t). \quad (2)$$

Решая уравнение (1) нетрудно получить выражение для x -й компоненты намагниченности

$$M_x(t) = \frac{1}{T_{p_1}} M_0 \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{I_n \left(\frac{\epsilon \Gamma_{o_2}}{\Omega} \right) I_{n+p} \left(\frac{\epsilon \Gamma_{o_2}}{\Omega} \right)}{\Gamma_n + i(\omega_0 - n\Omega)} e^{i p \Omega t} \right\}, \quad (3)$$

где $\omega_0 = \gamma H_0$, Γ_0 — ширина линии резонанса при $\epsilon = 0$, I_n — модифицированные функции Бесселя порядка n . Обращает внимание аналогия полученного выражения с результатом, описывающим параметрический резонанс [1]. Отличие заключается лишь в том, что здесь используются модифицированные функции Бесселя, характер изменения которых существенно отличается от поведения обычных функций Бесселя первого рода.

Анализ (3) показывает, что интенсивность прошедшего света (луч I) должна быть модулирована с частотами $p\Omega$ и меняться резонансным образом вблизи $\omega_0 = n\Omega$, где n и p — целые числа. Величина сигналов растет с увеличением глубины модуляции света ϵ , однако при этом ширина сигнала и его положение не меняются.

Эксперимент проводился в системе атомов Cs^{133} , находящихся в ячейке с парафиновым покрытием стенок. Для исключения влияния магнитных помех на результаты измерений в слабом магнитном поле H_0 (в данных экспериментах $H_0 \sim 3 + 5 \text{ мэ}$), вся система помещалась в четырехслойный магнитный экран, остаточное поле в котором компенсировалось по трем осям системой колец Гельмгольца с точностью до 10^{-5} э. Модуляция интенсивности неполяризованного луча II осуществлялась путем модуляции амплитуды высокочастотных колебаний генератора спектральной лампы. Глубина модуляции ϵ в данных экспериментах была много меньше единицы.

Были обнаружены сигналы резонанса на частоте Ω при сканировании постоянного магнитного поля вблизи значений $\omega_0 = 0$ и $\omega_0 = \pm \Omega$ (рис. 1). Как видно, величина сигналов при фиксированном ϵ зависит от частоты Ω , что проявляется в значительном росте амплитуды сигналов при уменьшении Ω . Нами наблюдались также сигналы резонанса на частоте 2Ω .

На рис. 2 приведены амплитудные зависимости сигнала в поле $\omega_0 = 0$ от величины модулирующего напряжения при различных частотах Ω . Зависимости носят линейный характер, что вполне согласуется с предсказаниями теории при $\epsilon \ll 1$.

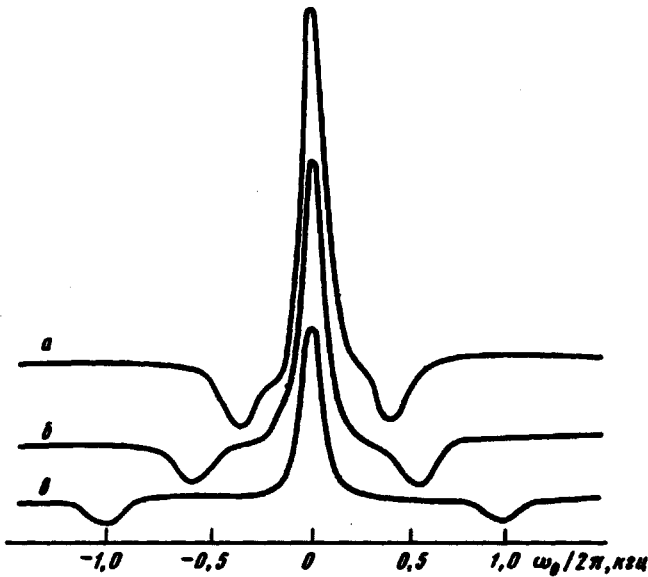


Рис. 1. Записи сигналов резонанса при фиксированной глубине модуляции ϵ : $a - \Omega/2\pi = 400$ $\epsilon\text{ц}$, $b - \Omega/2\pi = 600$ $\epsilon\text{ц}$, $c - \Omega/2\pi = 1000$ $\epsilon\text{ц}$

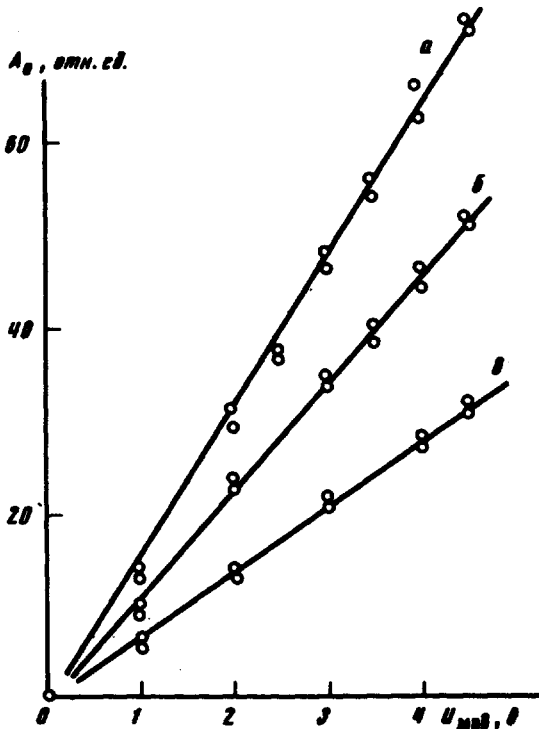


Рис. 2. Амплитудные зависимости сигналов резонанса от величины модулирующего напряжения: $a - \Omega/2\pi = 400$ $\epsilon\text{ц}$, $b - \Omega/2\pi = 600$ $\epsilon\text{ц}$, $c - \Omega/2\pi = 100$ $\epsilon\text{ц}$

В заключение отметим, что результаты данной работы полностью согласуются с данными недавно вышедшей работы [2], где теоретически была рассмотрена возможность возбуждения резонанса за счет модуляции времени столкновительной релаксации оптически ориентированных атомов в поперечном магнитном поле (параметрический релаксионный резонанс).

Уральский
политехнический институт
им. С.М.Кирова

Поступила в редакцию
17 июня 1974 г.

Литература

- [1] Е.Б.Александров, О.В.Константинов, В.И.Перель, В.А.Ходовой.
ЖЭТФ, 45, 503, 1963.
- [2] А.И.Окуневич. ЖЭТФ, 66, 1578, 1974.
-