

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС, ИНДУЦИРОВАННЫЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА НАКАЧКИ

Л. Н. Новиков

Известно [1, 2], что резонанс в ансамбле атомов, находящихся в условиях попеременной оптической накачки циркулярно поляризованным резонансным излучением, может быть индуцирован путем модуляции интенсивности света накачки на частоте $\omega_0 = \gamma H_0$, где γ — гиромагнитное отношение атомов, а H_0 — напряженность постоянного магнитного поля, ортогонального к лучу накачки. Однако этот метод наблюдения магнитного резонанса не получил широкого распространения, поскольку оптическое детектирование сигнала затруднено наличием в канале регистрации света, модулированного по интенсивности на частоте резонанса. Вместе с тем возможна ситуация, когда интенсивность луча света накачки остается неизменной, а его поляризация периодически изменяется с частотой ω от σ^+ до σ^- , что приводит к возникновению в атомном ансамбле переменной составляющей намагниченности вдоль луча накачки, мгновенное значение которой определяется по величине и направлению относительным вкладом компонент поляризации σ^+ и σ^- в луче накачки. При совпадении частоты модуляции поляризации с частотой ω_0 в системе атомов должен возбуждаться параметрический резонанс, который может быть обнаружен по появлению модуляции интенсивности света накачки, прошедшего через атомную систему.

Теоретическое рассмотрение эффекта может быть выполнено на основе феноменологических уравнений, описывающих динамику вектора макроскопической намагниченности M атомной системы.

$$dM/dt = \gamma [M \times H] - \Gamma [M - M_0], \quad (1)$$

где Γ — параметр релаксации, H — вектор внешнего магнитного поля, а M_0 — вектор намагниченности, создаваемой оптической накачкой. В рассматриваемом случае $H = \{0, 0, H_0\}$, а $M_0 = \{M_0 \cos \omega t, 0, 0\}$. Таким образом, для компонент M_x , M_y и M_z имеем

$$\begin{aligned} dM_x/dt &= \omega_0 M_y - \Gamma M_x + \Gamma M_0 \cos \omega t, & dM_y/dt &= -\omega_0 M_x - \Gamma M_y, \\ dM_z/dt &= -\Gamma M_z. \end{aligned} \quad (2)$$

Видно, что компонента $M_z = 0$, а дифференциальные уравнения для компонент M_x и M_y могут быть приведены к виду

$$dM_+/dt = -[\Gamma - i\omega_0] M_+ + \Gamma M_0 \cos \omega t, \quad (3)$$

где $M_+ = M_x + iM_y$

Уравнение (3) имеет решение

$$M_+(t) = M_0 \frac{\Gamma}{\omega^2 + (\Gamma + i\omega_0)^2} \{(\Gamma + i\omega_0) \cos \omega t + \omega \sin \omega t\}, \quad (4)$$

откуда

$$M_x(t) = \frac{M_0 \Gamma}{[\Gamma^2 + (\omega_0 + \omega)^2][\Gamma^2 + (\omega_0 - \omega)^2]} \times \quad (5)$$

$$\times \{ \omega (\Gamma^2 + \omega^2 - \omega_0^2) \sin \omega t + \Gamma (\Gamma^2 + \omega^2 + \omega_0^2) \cos \omega t \};$$

$$M_y(t) = - \frac{M_0 \Gamma \omega_0}{[\Gamma^2 + (\omega_0 + \omega)^2][\Gamma^2 + (\omega_0 - \omega)^2]} \times \quad (6)$$

$$\times \{ (\Gamma^2 + \omega_0^2 - \omega^2) \cos \omega t + 2\omega \Gamma \sin \omega t \}.$$

Поскольку интенсивность света накачки, направленного вдоль оси Ox и прошедшего через ансамбль атомов, пропорциональна $M_x(t)$, то фототок детектора оптического излучения будет модулирован на частоте ω модуляции поляризации, причем в нем будут присутствовать две составляющие, одна из которых синфазна с модуляцией поляризации, а другая сдвинута по фазе на $\pi/2$, т. е. находится в квадратуре.

Амплитуда синфазной составляющей описывается выражением

$$S_{x1} = M_0 \Gamma^2 (\Gamma^2 + \omega^2 + \omega_0^2) / \{[\Gamma^2 + (\omega_0 + \omega)^2][\Gamma^2 + (\omega_0 - \omega)^2]\}, \quad (7)$$

и ее зависимость от частоты ω имеет вид резонансной кривой с полушириной Γ .

Амплитуда квадратурной составляющей описывается выражением

$$S_{x2} = M_0 \Gamma \omega (\Gamma^2 + \omega^2 - \omega_0^2) / \{[\Gamma^2 + (\omega_0 + \omega)^2] [\Gamma^2 + (\omega_0 - \omega)^2]\}, \quad (8)$$

и ее зависимость от частоты ω имеет вид кривой дисперсии с той же полушириной. Зависимости S_{x1} и S_{x2} приведены на рис. 1 для случая $\Gamma/\omega = 10^{-3}$, где $\xi = \omega_0/\omega$.

Из выражения (6) видно, что сигнал, пропорциональный $M_y(t)$, также состоит из синфазной и квадратурной составляющих, амплитуды которых также имеют резонансный характер вблизи $\omega = \pm \omega_0$.

Таким образом, модуляция поляризации в условиях поперечной оптической накачки может быть успешно использована для возбуждения магнитного резонанса в оптически ориентированных спин-системах.

Достоинствами описанного метода являются. 1) полное отсутствие уширения линии резонанса, как и в других случаях параметрического резонанса [3, 4], 2) простота регистрации сигнала резонанса по модуляции поглощения света накачки, поскольку интенсивность луча накачки остается неизменной, 3) отсутствие оптических сдвигов линии резонанса вследствие того, что при поперечной накачке все подуровни с одним значением квантового числа F смещаются одинаково.

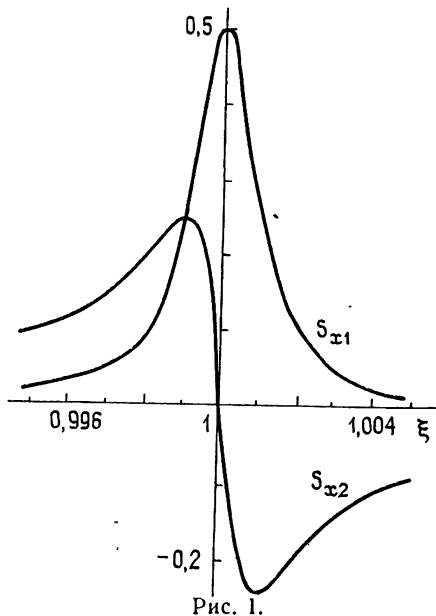


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость синфазной составляющей S_{x1} и квадратурной составляющей S_{x2} сигнала, пропорционального компоненте намагниченности $M_x(t)$, от отношения $\xi = \omega_0/\omega$

ЛИТЕРАТУРА

1. Bell W. E., Bloom A. L. — *Rhys. Rev Lett*, 1961, 6, 280.
2. Новиков Л. Н. — *Оптика и спектроскопия*, 1967, 23, с. 498.
3. Александров Е. Б., Константинов О. Б., Перель Б. И., Ходовой В. А. — *ЖЭТФ*, 1963, 45, с. 503.
4. Novikov L. N. — *Compt. rend. A. S.*, 1974, 278, В. 1063.

Уральский политехнический институт

Поступила в редакцию 8 февраля 1984 г.