

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 550.838.08

ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ АТОМОВ РТУТИ В УСЛОВИЯХ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. С. Корниенко, Ю. В. Павлов, Р. М. Умарходжаев
(НИИЯФ)

В сообщении показано, что уравнения движения для амплитуд сигналов магнитного резонанса оптически ориентированных атомов изотопа ^{201}Hg при определенных предположениях, вытекающих из опыта, совпадают с уравнениями Блоха [1].

Исходными уравнениями, описывающими эволюцию основного состояния нечетных изотопов ртути при оптической ориентации атомов, являются следующие матричные уравнения, полученные в [2]:

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu'}}{dt} = - \left[\frac{1}{2T_p} (A_{\mu\mu} + A_{\mu'\mu'}) + j\Delta E (A_{\mu\mu} - A_{\mu'\mu'}) \right] \sigma_{\mu\mu'} + \frac{\Gamma}{T_p} \sum_{\mu''\mu'''} \frac{B_{\mu''\mu'''}^{\mu\mu'} \sigma_{\mu''\mu'''}}{\Gamma + j(\mu + \mu')(\omega_e - \omega_f)} - j[\hat{H}\sigma]_{\mu\mu'} - \frac{1}{\theta} \sigma_{\mu\mu'}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\mu\mu'}$ — элементы матрицы плотности; $\mu = m_F$ — магнитное квантовое число в основном состоянии; ω_f и ω_e — ларморовы частоты прецессии атомных спинов в основном и в возбужденном состояниях; \hat{H} — переменное поперечное поле амплитуды H_1 и частоты ω , вызывающее магнитный резонанс оптически ориентированных атомов в основном состоянии; Γ — ширина линии возбужденного состояния; θ — тепловое время релаксации; коэффициенты $A_{\mu\mu'}$ и $B_{\mu''\mu'''}^{\mu\mu'}$ вычисляются согласно выражениям, введенным в [2], и зависят от вида поляризации резонансного излучения. Оператор \hat{H} , входящий в коммутатор $[\hat{H}\sigma]_{\mu\mu'}$, определяется выражением $\hat{H} = (\omega_f - \omega)\hat{I}_z + \gamma H_1 \hat{I}_x$, где \hat{I}_z и \hat{I}_x — операторы проекций кинетического момента, γ — гиромагнитное отношение, j — мнимая единица.

Коэффициенты $1/T_p$ и ΔE , введенные в [3, 4], описывают уширение и сдвиг основного состояния и зависят от спектральных характеристик, используемых при оптической ориентации атомов световых излучений. Уравнения (1) записаны во вращающейся со скоростью ω системе координат.

Задав спектральные и поляризационные характеристики световых лучей накачки и детектирования, вычислив коэффициенты $A_{\mu\mu'}$, $B_{\mu''\mu'''}^{\mu\mu'}$, $1/T_p$ и ΔE , можно из системы уравнений (1) для конкретной величины спина ядра атома получить уравнения, описывающие сигналы магнитного резонанса.

Когда спин ядра равен $3/2$ (случай изотопа ртути ^{201}Hg), из системы (1) с учетом условия $\sum_{\mu\mu'} \sigma_{\mu\mu'} = 1$ получается пятнадцать дифференциальных уравнений первого порядка. В общем случае эта система аналитически не решается.

Цель дальнейшего — показать, что при определенных допущениях, следующих из эксперимента, возможно приближенное описание движения намагниченности основного состояния атомов изотопа ^{201}Hg , в котором уравнения движения намагниченности совпадают с уравнениями Блоха.

Такая ситуация реализуется в экспериментах с оптически ориентированной атомной системой при детектировании ее состояния по эффекту Фарадея [5, 6]. Получаемая в этих экспериментах величина отношения сигнал/шум достигает больших значений, чем при регистрации сигналов магнитного резонанса по поглощению резонансного света при значительно меньшей ширине линии магнитного резонанса. Давление паров рабочего вещества в таких экспериментах достигает величины 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст., что на 2—3 порядка выше давления в образцах, сигнал от которых регистрируется по поглощению резонансного света. При этом величина произведения kl (k — коэффициент поглощения, l — длина образца) в последнем случае равна единице, а в случае плотных образцов — порядка 100—1000 [7]. В образцах, для которых $kl \sim 1000$, согласно [7, 8], экспериментально наблюдается сильная деполаризация резонансного света накачки. Наличие деполаризованного света позволяет сделать два предположения.

Во-первых, лишь 0,01—0,001 от общего числа атомов рабочего образца облучается резонансным светом круговой поляризации. Остальные атомы облучаются световым потоком, являющимся суммой двух потоков: циркулярно поляризованным излучением накачки и деполаризованным светом, переизлученным атомной системой. Во-вторых, деполаризованный свет в первом приближении можно считать изотропным.

Если пренебречь атомами, расположенными в слое толщиной 0,001 длины рабочего образца (передний слой атомов на пути распространения луча накачки), то для описания эволюции основного состояния остальных атомов рабочего образца необходимо вычислить коэффициенты $A_{\mu\mu'}$, $B_{\mu\mu'}$, для трех видов поляризаций σ^+ , σ^- и π и коэффициенты $1/T_p(I)$ и $\Delta E(I)$ для двух лучей — поляризованного с интенсивностью I_1 и неполяризованного с интенсивностью I_2 . Подставив эти величины в (1) и образовав линейные комбинации из элементов матрицы плотности в соответствии с наблюдаемыми величинами:

$$\rho = \langle U \rangle - j \langle V \rangle = \sqrt{3} \left(\sigma_{\frac{3}{2} \frac{1}{2}} + \sigma_{-\frac{1}{2} -\frac{3}{2}} \right) + 2\sigma_{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}},$$

$$M_z = \langle M_z \rangle = \frac{3}{2} \left(\sigma_{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2} -\frac{3}{2}} \right) + \frac{1}{2} \left(\sigma_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} - \sigma_{-\frac{1}{2} -\frac{1}{2}} \right),$$

где U и V — сигналы дисперсии и поглощения, получим

$$\dot{\rho} + \rho \left(\delta_2 + \frac{1}{2T_p(I_2)} + j(\Delta\omega + \Delta E_{5/2} \cos \varphi_0) - \frac{0,42}{T_p(I_2)} \frac{\Gamma}{\Gamma + j\Delta\omega_0} \right) = j\gamma H_1 M_z \quad (2)$$

$$M_z + M_z \left(\delta_1 + \frac{0,08}{T_p(I_2)} \right) + \text{Im}(\gamma H_1 \rho) = \alpha \frac{M_0}{T_p(I_2)},$$

где $\Delta\omega = \omega_f - \omega$, $\Delta\omega_0 = \omega_e - \omega_f$; $\alpha = I_1/I_2 = T_p(I_2)/T_p(I_1)$; $\delta_2 = 1/\theta_2$ и $\delta_1 = 1/\theta_1$.

Уравнения (2) получены при следующих условиях:

1) $\alpha \ll 1$;

2) плоскость поляризации луча детектирования составляет угол $\varphi_0 = 55^\circ$ с вектором напряженности рабочего магнитного поля H_0 , когда частоты зеемановских переходов для всех подуровней μ от $3/2$ до $-3/2$ совпадают;

3) в (2) опущены члены, описывающие эффект выстраивания [9] и имеющие множителем величину α^2 ;

4) уравнения (2) справедливы при условии секулярного приближения [2];

5) система уравнений (2) записана для подуровня с величиной квантового числа $F = 5/2$.

Полученные уравнения по форме совпадают с уравнениями Блоха. Если провести аналогичное рассмотрение для изотопа ^{199}Hg , то для наблюдаемых величин

$$\rho = \langle U \rangle - j \langle V \rangle = 2\sigma \frac{1}{2} - \frac{1}{2},$$

$$M_z = \sigma \frac{1}{2} \frac{1}{2} - \sigma \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$$

получаются следующие точные уравнения:

$$\dot{\rho} + \rho \left[\delta_2 + \frac{3}{T_p(I_2)} \left(1 - \frac{1}{9} \frac{\Gamma}{\Gamma + j\Delta\omega_0} \right) + j(\Delta\omega + \varepsilon) \right] = j\gamma H_1 M_z,$$

$$\dot{M}_z + M_z \left[\delta_1 + \frac{1}{T_p(I_2)} \cdot \frac{8}{27} \left(1 + \frac{3}{4} \alpha \right) \right] + \text{Im}(\gamma H_1 \rho) = \frac{1}{T_p(I_2)} \cdot \frac{2}{9} \alpha, \quad (3)$$

ε — световой сдвиг частоты сигналов магнитного резонанса.

При $\alpha \rightarrow \infty$ коэффициенты при ρ и M_z в уравнениях (3) совпадают с коэффициентами в уравнениях, полученных в работе [2] при условии того, что атомная система облучается светом только круговой поляризации.

Уравнения (2) и (3) записаны во вращающейся системе координат. В лабораторной системе уравнения движения вектора намагниченности $\mathbf{M}(M_x; M_y; M_z)$ оптически ориентированной системы атомов нечетных изотопов ртути есть уравнения (2) и (3) плюс уравнение перехода из вращающейся системы координат в лабораторную:

$$\mathbf{M} = M_x + jM_y = \rho e^{-i\omega t},$$

$$M_z = M_z.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Абрагам А. Ядерный магнетизм. М.: ИЛ, 1963. [2] Cohen-Tannoudji J.-Cl. Ann. Phys., 1962, 7, p. 423. [3] Barrat J. P., Cohen-Tannoudji J.-Cl. J. Phys. Rad., 1961, 22, p. 329, 443. [4] Cohen-Tannoudji J.-Cl., Laloe F. J. de Physique, 1967, 28, p. 505, 722. [5] Gozzini A. Compt. Rend., 1962, 255, p. 1905. [6] Manuel J. Cohen-Tannoudji J.-Cl. Compt. Rend., 1963, 257, p. 413. [7] Сagnac B. et al. C. R. Acad. Sci., 1968, 267, B, p. 1207. [8] Бартенев О. А. Канд. дис. Свердловск, 1974. [9] Cohen-Tannoudji J.-Cl., Kastler A. Progress in Optics, 1966, 5, p. 3.

Поступила в редакцию
29.09.83