

УДК 538.12

## НЕБОРНОВСКИЙ ВКЛАД В МАГНИТНУЮ РЕЛАКСАЦИЮ, ИНДУЦИРУЕМУЮ СЛУЧАЙНЫМИ ПОЛЯМИ

Л. Н. Новиков, С. Л. Вотяков, В. В. Зверев, В. П. Суетин

Проведено исследование магнитной релаксации оптически ориентированных атомов в условиях параметрического резонанса под воздействием дополнительного пространственно-неоднородного либо случайного радиочастотного поля.

Показано, что время релаксации в присутствии шумовых магнитных полей значительно изменяется, если атомная система помещена в поперечное осциллирующее поле. Наблюдаемое явление объяснено в рамках теории релаксации совокупной системы «атом + радиочастотное поле». Результаты теории экспериментально проверены для системы оптически ориентированных атомов  $Cs^{133}$ .

При конструировании высокочувствительных спиновых магнитометров весьма важно уменьшить влияние неконтролируемых магнитных помех, способных существенно ухудшить рабочие характеристики прибора. В частности, воздействие шумовых полей  $H_1(t)$  приводит к появлению дополнительного релаксационного механизма и изменению ширины и формы сигналов магнитного резонанса. Причем, влияние возмущения наиболее эффективно тогда, когда его частотный спектр лежит вблизи частоты зеемановского расщепления  $\omega_0 = \gamma H_0$  атомных подуровней [1-4].

Процесс магнитной релаксации существенно усложняется, если спиновая система испытывает воздействие сильного вспомогательного радиочастотного поля  $H_2 \cos \omega_2 t$ . В этом случае резонансные переходы, индуцируемые паразитными полями, могут быть как одноквантовыми, так и многоквантовыми, с участием квантов второго поля. Магнитная релаксация за счет переходов второго типа может идти весьма интенсивно, если поле  $H_2$  достаточно велико, и обусловлена спектральными составляющими шума с частотами  $\omega_1 = \omega_0 + q\omega_2$  ( $q = 0, 1, 2, \dots$ ), образующими бесконечный дискретный ряд. Такое явление можно описать в рамках теории релаксации совокупной системы «атом + радиочастотное поле» (релаксация «одетого» атома) [5].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется процесс многоквантовой магнитной релаксации, индуцированной хаотическими полями, в ряде практически интересных случаев:

- случайное локальное поле возникает при тепловом движении атома в ячейке, находящейся в пространственно-неоднородном магнитном поле;

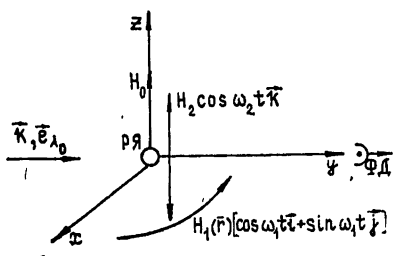


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию влияния неоднородного радиочастотного поля на сигнал параметрического резонанса:  $K, e_{\lambda_0}$  — луч накачки, РЯ — резонансная ячейка, ФД — фотодиод.

2) на систему атомов наложено внешнее случайное магнитное поле с непрерывным спектром в частотном диапазоне  $\omega_1 \pm \Gamma/2$ .

Детально рассмотрим первый случай. Пусть внешнее магнитное поле (рис. 1)

$$H_1(\mathbf{r}(t))(\cos \omega_1 t \mathbf{i} + \sin \omega_1 t \mathbf{j}) + (H_0 + H_2 \cos \omega_2 t) \mathbf{k} \quad (1)$$

наложено на систему оптически ориентированных атомов. Оптическое когерентное возбуждение осуществляется в направлении оси  $OY$ . Гамильтониан взаимодействия с полем разбиваем на два слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (2)$$

где

$$\hat{H}_0 = (\omega_0 + \gamma H_2 \cos \omega_2 t); \quad (2a)$$

$$\tilde{V} = \frac{1}{2} \gamma H_1 (\hat{I}_+ e^{-i\omega_1 t} + \text{к. с.}). \quad (2b)$$

Здесь  $\hat{I}_z, \hat{I}_\pm$  — операторы углового момента,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение атомов,  $\omega_0 = \gamma H_0$  и  $\hbar = 1$ . Осуществим переход в эффективную систему координат с помощью унитарного оператора  $\hat{S}$  [6]:

$$\hat{S}(t) = \exp \left[ i \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \sin \omega_2 t - q \omega_2 t \right) \right] \hat{I}_z. \quad (3)$$

В такой системе координат операторы взаимодействия (2a) и (2b) принимают вид

$$\tilde{H}_0 = (\omega_0 + q \omega_2) \hat{I}_z, \quad \tilde{V} = \sum_q \tilde{V}_q, \quad (4)$$

$$\tilde{V}_q = \frac{1}{2} \gamma H_1(t) J_q \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \right) \{ \tilde{I}_+ \exp[i(q \omega_2 - \omega_1)t] + \text{к. с.} \},$$

где  $J_q \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \right)$  — функция Бесселя индекса  $q$ .

В первом борновском приближении для вероятности перехода под действием возмущения  $\tilde{V}$  для системы спинов  $I = 1/2$  находим [7]

$$W = \tau_n^{-1} = \frac{1}{2} \pi \gamma^2 \sum_q J_q^2 \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \right) \Psi(\omega_0 + q \omega_2 - \omega_1), \quad (5)$$

где

$$\Psi(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \langle H_1(t) H_1(t + \tau) \rangle e^{-i\omega\tau} \quad (6)$$

— фурье-образ автокорреляционной функции случайного поля. Как показано в работе [6], для резонансных ячеек с высокой плотностью наполняющего газа  $\Psi(\omega)$  моделируется лоренцевой функцией с шириной, равной обратному времени диффузии  $\tau_d^{-1}$ :

$$\Psi(\omega) = \frac{1}{2\pi} \langle H_1^2 \rangle \frac{\tau_d}{1 + (\omega\tau_d)^2}, \quad (7)$$

где  $\langle H_1^2 \rangle = 2\pi\Psi(0)\tau_d^{-1}$ . С учетом этого для вероятности перехода получаем

$$W = \frac{\langle \gamma^2 H_1^2 \rangle}{4} \sum_q J_q^2 \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \right) \frac{\tau_d}{1 + (\omega_0 + q\omega_2 - \omega_1)^2 \tau_d^2}. \quad (8)$$

Выражение для сигнала  $S_A$ , пропорционального интенсивности света, прошедшего через резонансную ячейку, находится стандартным образом из уравнения эволюции матрицы плотности основного состояния [9-11]. В первом порядке по оптическому возмущению для сигнала получаем

$$S_A \sim \sum_{kq'} J_{q'} \left( \frac{\gamma H_2}{\omega^2} \right) J_{q'+k} \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \right) \Phi(\omega_1 - \omega_2) \frac{\tau \exp(ik\omega_2 t)}{1 + (\omega_0 - q'\omega_2)^2 \tau^2}, \quad (9)$$

$$\Phi(\omega_1 - \omega_2) = \left[ 1 - \frac{T_p \langle \gamma^2 H_1^2 \rangle}{4} \sum_q J_q^2 \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \right) \frac{\tau_d}{1 + (\omega_0 + q\omega_2 - \omega_1)^2 \tau_d^2} \right],$$

где положено  $\tau^{-1} = \frac{1}{T_p} + \frac{1}{\tau_n} \approx \frac{1}{\tau_n}$ ,  $T_p$  — время оптической релаксации.

Таким образом, из выражений (8) и (9) следует, что как ширина сигнала параметрического резонанса, так и его амплитуда ведут себя резонансным образом в области полей  $(\omega_0 + q\omega_2 - \omega_1)\tau_d \sim 1$ ,  $q$  — целое. При  $q = 0$  процесс релаксации происходит без поглощения или испускания квантов «одевающего поля» и может быть назван «простой релаксацией», в то время как при  $q \neq 0$  релаксация идет с поглощением или испусканием  $q$  квантов радиочастотного поля  $H_2$ . В области нулей функций Бесселя  $J_q \left( \frac{\gamma H_2}{\omega_2} \right) = 0$  уширение линии резонанса за счет неоднородного радиочастотного поля не наблюдается. Необходимо отметить, что это строго верно лишь при  $\omega_2 \tau_d \gg 1$ . При  $\omega_2 \tau_d \lesssim 1$  зависимость существенно усложняется, так как ширина сигнала резонанса определяется в этом случае несколькими членами ряда (8).

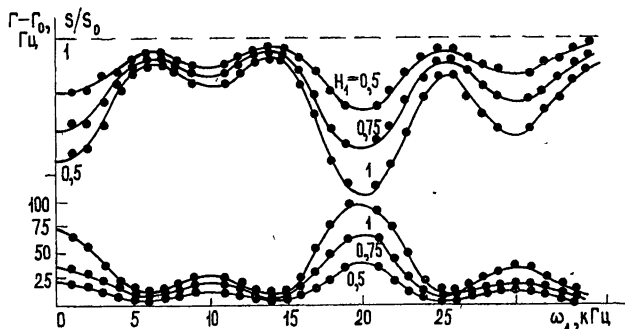


Рис. 2. Зависимость амплитуды  $S$  и ширины  $\Gamma$  сигнала параметрического резонанса в поле  $\gamma H_0 = 2\omega_2$  от частоты неоднородного поля для нескольких значений амплитуды  $H_1$  ( $H_1$  — в относительных единицах,  $\Gamma_0 = 102$  Гц).

В общем случае, когда  $H_1(t)$  есть некоторый произвольный случайный процесс со спектром  $\Psi(\omega)$ , из выражений (8) и (9) видно, что зависимости ширины и амплитуды сигнала резонанса от расстройки  $(\omega_2 - \omega_1)$  адекватно отображают спектральное распределение  $\Psi(\omega)$ .

Экспериментальная схема установки по наблюдению параметрического резонанса при наложении дополнительного неоднородного

радиочастотного либо случайного магнитного поля представлена на рис. 1. Резонансная ячейка с парами  $Cs^{133}$  облучалась циркулярно поляризованным резонансным светом  $(k, l_0)$ . Регистрация и обработка сигнала, пропорционального интенсивности прошедшего через ячейку света, осуществлялась на частоте «одевающего поля»  $\omega_2$  либо на кратных частотах.

На рис. 2 представлена серия зависимостей амплитуды и ширины сигнала параметрического резонанса в поле  $\gamma H_0 = 2\omega_2$ , модулированного на частоте  $\omega_2$ , от частоты пространственно-неоднородного поля для нескольких значений амплитуды  $H_1$ . Как следует из формул (8) и (9), эти зависимости имеют вид последовательности «широких линий», ширина которых определяется временем диффузии атомов в ячейке  $\tau_d$ . В данном случае  $\omega_2 \tau_d > 1$ , частота  $\omega_2 = 10 \text{ кГц}$ ,  $\tau_d^{-1} \approx 4,8 \text{ кГц}$ .

Аналогичные зависимости были получены для сигналов параметрического резонанса в поле  $\gamma H_0 = q'\omega_2$  ( $q' = 1; 3$ ), регистрируемых на частоте  $k\omega_2$  ( $k = 1; 2$ ).

Как следует из соотношения (8), для сигнала  $\gamma H_0 = 2\omega_2$ , модулированного на частоте «одевающего поля», при  $\omega_1 \approx 2\omega_2$  зависимость ширины от амплитуды поля  $H_2$  описывается функцией Бесселя  $J_0^2\left(\frac{\gamma H_2}{\omega_2}\right)$ ,

На рис. 3 наряду с теоретической зависимостью приведены результаты эксперимента ( $\omega_1 = 19 \text{ кГц}$ ). При  $\omega_1 \approx \omega_2$  ширина сигнала параметрического резонанса в поле  $\gamma H_0 = 2\omega_2$  удовлетворительно описывается функцией  $J_1^2\left(\frac{\gamma H_2}{\omega_2}\right)$ . На рис. 4 приведены результаты эксперимента при  $\omega_1 = 9 \text{ кГц}$ ;  $\omega_2 = 10 \text{ кГц}$ . Зависимости такого же типа наблюдались для сигнала пересечения уровней в нулевом поле (эффекта Ханле).

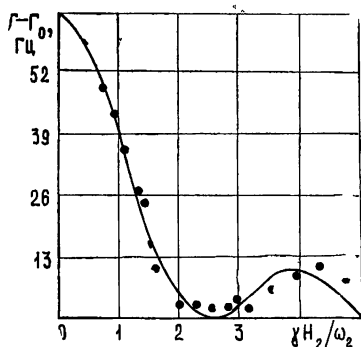


Рис. 3.

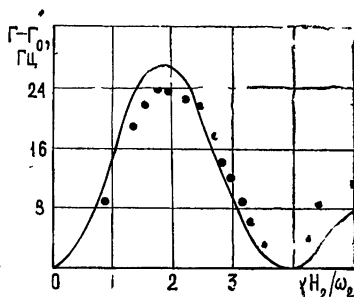


Рис. 4.

Рис. 3. Зависимость ширины сигнала параметрического резонанса в поле  $\gamma H_0 = 2\omega_2$  при  $\omega_1 \approx 2\omega_2$ , от амплитуды «одевающего» поля  $H_2$  ( $\omega_2 = 10 \text{ кГц}$ ,  $\omega_2 \tau_d > 1$ ).

Рис. 4. Зависимость ширины сигнала резонанса от амплитуды «одевающего» поля ( $\omega_1 \approx \omega_2$ ,  $\omega_2 = 10 \text{ кГц}$ ,  $\gamma H_0 = 2\omega_2$ ,  $\omega_2 \tau_d > 1$ ).

Аналогичные исследования сигнала параметрического резонанса были выполнены при воздействии на систему атомов шума  $H_1(t)$ , лежащего в частотном диапазоне  $\omega_1 \pm \Gamma/2$ , индуцированного  $p-n$ -переходом стабилитрона. С помощью стандартного спектра-анализатора было показано, что спектральное распределение этого случайного процесса удовлетворительно описывается лоренцовой функцией вида

$$\Psi(\omega) \sim \frac{1}{1 + (\omega - \omega_1)^2 \Gamma^2}, \quad (10)$$

где  $\omega_1$  и  $\Gamma$  определяются характеристиками тракта усиления шума ( $\Gamma = 2,5$  кГц).

Экспериментально установлено, что в областях  $(\omega_0 + q\omega_2 - \omega_1)\Gamma \sim 1$  ( $q = 0; 1$ ) наблюдается уширение линии сигнала резонанса. Полученные зависимости  $\tau = \tau(\omega_1 - \omega_2)$  совпадают по форме с функцией  $\Psi(\omega)$  (10).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Scheerer and G. Walters, Phys. Rev., **139**, 5A, 1398 (1965).
2. R. Barbe, Lettre al Nuovo Cimento, **8**, 915 (1973).
3. Л. Н. Новиков, С. Л. Вотяков, О. А. Бартнев, Оптика и спектроскопия, **36**, вып. 5, 845 (1974).
4. Л. Н. Новиков, С. Л. Вотяков, В. П. Суетин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
5. S. Nagoshe, Compt. rend., **274**, 19 (1972).
6. D. Pegg and G. Series, J. Phys., **B3**, 33 (1970).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., 1948.
8. С. Л. Вотяков, С. П. Довгопол, Л. Н. Новиков, В. П. Путырский, Оптика и спектроскопия, **36**, 1041 (1974).
9. J. Barbat and C. Cohen-Tannoudji, Compt. rend., **252**, 93, 255 (1961).
10. Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель, ЖЭТФ, **49**, 98 (1965).
11. N. Polonsky and C. Cohen-Tannoudji, Compt. rend., **260**, 5231 (1965).

Уральский политехнический институт

Поступила в редакцию  
15 марта 1976 г.

#### NON-BORN CONTRIBUTION TO THE MAGNETIC RELAXATION INDUCED BY RANDOM FIELDS

*L. N. Novikov, S. L. Votyakov, V. V. Zverev, V. P. Suetin*

Investigation has been made of the magnetic relaxation of optically oriented atoms under the conditions of the paramagnetic resonance affected by an additional spatially-nonuniform or random RF field.

It is shown that the relaxation time is considerably changed in the presence of noise magnetic fields if the atom system is placed in a transverse oscillating field. The phenomenon observed is explained in the framework of the relaxation theory of a combined system "atom+RF field". The results of the theory are verified experimentally for the system of optically oriented atoms.