

**ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СПИНОВЫХ СИСТЕМАХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ШИРОКОПОЛОСНЫМ ШУМОВЫМ РАДИОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ**

*Е. И. Дашевская, А. Н. Козлов*

Исследован магнитный резонанс в системе оптически поляризованных атомов  $Cs^{133}$ , возбуждаемый широкополосным шумовым полем с полосой частот 30-800 кГц. Изучена зависимость амплитуды сигнала резонанса и формы резонансной линии от интенсивности шумового поля. В отличие от случая монохроматического возбуждения не наблюдается искажения формы линии в сильных полях. Экспериментальные данные сравниваются с теорией, основанной на уравнении Блоха для линейно поляризованного гауссова случайного поля  $H_1(t)$ .

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование насыщения магнитного резонанса в системе оптически ориентированных атомов  $Cs^{133}$  при возбуждении случайным магнитным полем.

Как известно, нелинейные эффекты насыщения, связанные с уменьшением намагниченности системы под влиянием возбуждающего поля, в настоящее время хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально в случае монохроматического возбуждения. Они проявляются в уменьшении сигнала при достаточно большой интенсивности возбуждающего поля, в изменении формы линии вплоть до образования «провала» в центре, а также в уширении линии и сдвиге резонансной частоты. В случае, когда возбуждающее поле немонохроматично, ситуация до последнего времени оставалась менее ясной.

По-видимому, первой работой, где изучался резонанс при наличии немонохроматического поля, является работа Бонч-Бруевича и соавторов [1], в которой исследовалась форма линии поглощения слабого монохроматического сигнала двухуровневой системой в присутствии сильного «шумового» поля различного спектрального состава. В [1] также были обнаружены смещение линии поглощения, пропорциональное интенсивности шума, уширение линии, пропорциональное квадрату интенсивности, и уменьшение поглощения в максимуме, обратно пропорциональное этому квадрату. Смещение максимума линии поглощения было специально исследовано в недавней работе Новикова [2], в которой наблюдался параметрический резонанс в системе атомов  $Cs^{133}$ , возбуждаемый слабым монохроматическим полем в присутствии шума. В противоречии с результатами [1] в этой работе не был обнаружен сдвиг резонансной линии в широкополосном шуме. Первым подробным теоретическим исследованием особенностей магнитного резонанса в случайном поле явилась работа [3].

В отличие от работ [1, 2] в наших экспериментах для исследования резонансных свойств системы не использовался монохроматический «пробный» сигнал, а непосредственно наблюдался отклик на сильный широкополосный шумовой сигнал. В эксперименте использовались поляризованные оптической накачкой пары  $Cs^{133}$  с концентрацией атомов порядка  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Измерения проводились в земном магнитном поле  $H_0=51,6 \text{ мкТ}$ . Как известно, система магнитных подуровней атома  $Cs^{133}$  представляет собой набор девяти неэквидистантных подуровней. В соответствии с этим спектр содержит восемь линий магнитного резонанса, отвечающих правилам отбора  $\Delta F=0$ ,  $\Delta m_F=\pm 1$ . Однако ввиду того что частоты переходов близки, сдвиги центров этих линий оказываются меньше их ширины:  $\delta\omega < \Gamma$ .

Поэтому разрешить отдельные линии в обычных экспериментальных условиях достаточно сложно, а наблюдается только некоторая «структурная» форма спектра магнитного резонанса с частотой 179 кГц и полной шириной 100 Гц. Этот переход возбуждался воздействием на систему широкополосного шумового поля.

Источник шумового радиополя выполнен на основе генератора псевдослучайной последовательности импульсов [4], содержащего 33-разрядный регистр сдвига, логическую схему по модулю 2 и тактовый генератор с частотой 1,88 МГц. Интервал повторения псевдослучайной последовательности составлял около 7 мин, что обеспечивало отсутствие корреляционной связи в шумовом радиополе за реальное время измерения спектра. Верхняя граничная частота спектра шума равна 840 кГц по уровню 3 дБ. Для уменьшения наводок от радиочастотных цепей на входе фотоприемника нижняя граничная частота источника шума выбрана около 30 кГц. Максимальная спектральная плотность шумового радиополя составила  $3,1 \text{ нТ} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ . Возникающие при возбуждении резонанса колебания магнитного момента проявлялись в виде шумовой модуляции луча оптического возбуждения, которая и регистрировалась фотоприемником. В этой модуляции имелись две существенно различные по частотам составляющие. Высокочастотная составляющая имела характер узкополосного сигнала с частотами вблизи частоты магнитного резонанса и полосой порядка ширины линии. Низкочастотная составляющая имела максимум спектрального распределения на нулевой частоте (точнее — на самых малых из регистрируемых частот) и существенно затухала на частотах порядка ширины линии резонанса. В дальнейшем мы будем называть эти составляющие соответственно высокочастотным и низкочастотным сигналами ( $I_{\text{вч}}$  и  $I_{\text{нч}}$ ).

Для снятия спектральных характеристик высокочастотного сигнала было проведено его преобразование в область частот 1—1,5 кГц, затем преобразованный сигнал вводился в спектроанализатор С4-54 с накопителем Ф36. В качестве гетеродина для преобразования частоты сигнала использовался датчик магнитного поля автоколебательного типа на парах цезия [5] с оптической накачкой. Посредством системы колец, запитываемой током, проводилось смещение частоты генерации датчика относительно средней частоты сигнала для получения заданной разностной частоты. Такая схема эксперимента позволила исключить влияние флуктуации магнитного поля. Низкочастотный сигнал  $I_{\text{нч}}$  регистрировался непосредственно спектроанализатором с последующим накоплением.

Образцы экспериментальных кривых спектрального распределения: мощности сигнала для заданной интенсивности света накачки и различных интенсивностей возбуждающего шумового поля приведены на рис. 1. Кривые 1—3 описывают спектральное распределение мощности высокочастотного сигнала. За начало отсчета частот принята резонансная частота  $\omega_0 = \gamma H_0$ . Приведенные кривые иллюстрируют основные особенности наблюдаемого явления. Интенсивность сигнала сначала увеличивается с увеличением мощности возбуждения, а затем уменьшается («насыщение»). Однако в отличие от случая монохроматического радиочастотного возбуждения провал в центральной части линии не образуется. Интенсивность линии уменьшается без качественного изменения ее формы, линия лишь несколько уширяется, оставаясь симметричной. Отсутствует смещение центра линии, хорошо известное для случая монохроматического возбуждения. Отмеченное различие связано с тем, что в экспериментах с монохроматическим и шумовым полем регистрируются по существу различные физические величины. В случае монохроматического поля кривая снимается путем медленного изменения частоты возбуждающего сигнала. Для каждого значения частоты устанавливается свое значение разности населенности уровней, между которыми происходит переход. По краям линии эти населенности остаются теми же, что и в слабом поле, а в центре в достаточно сильном поле выравниваются, что приводит к провалу — ис-

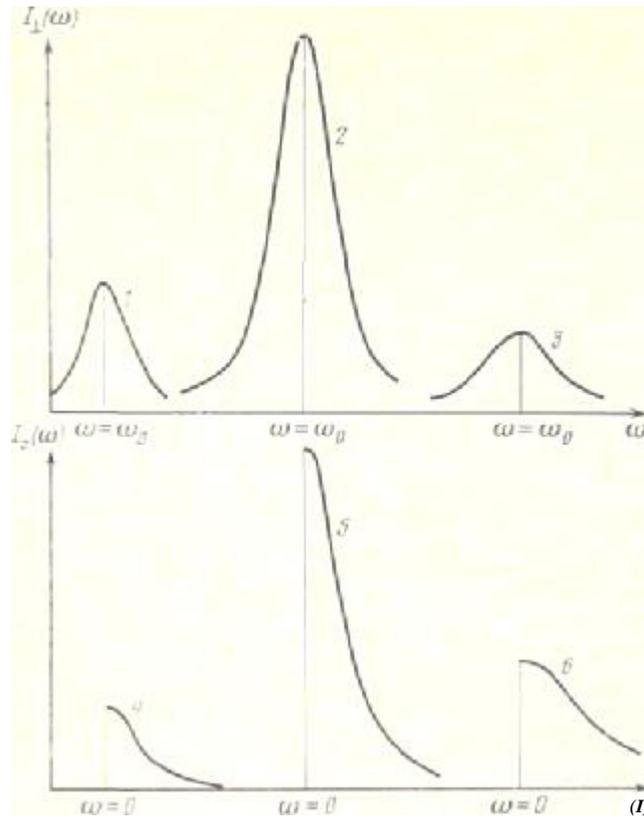


Рис. 1. Экспериментальные кривые спектрального распределения мощности сигнала для различных значений безразмерной интенсивности возбуждающего поля. Кривые 1—3 — спектральное распределение высокочастотного сигнала: 1 -  $x^2=0,015$ ; 2 - 0,10; 3 - 0,41. Кривые 4-6 - спектральное распределение низкочастотного сигнала: 4- $x^2 = 0,12$ ; 5-0,30; 6-0,65

кажению формы линии. В случае же возбуждения шумом вся кривая поглощения снимается одновременно, всем ее частям соответствует одно и то же значение разности населенностей, уменьшающееся при насыщении, что приводит к равномерному уменьшению интенсивности всей линии.

Различную физическую природу имеет и уширение линии в этих двух случаях. В случае монохроматического поля оно является проявлением искажения формы линии — понижения ее центра при увеличении интенсивности крыльев. При шумовом возбуждении уширение связано с ускорением релаксации магнитного момента под влиянием случайного поля.

Кривые 4—6 рис. 1 дают спектральное распределение низкочастотного сигнала. По мере увеличения интенсивности возбуждающего шумового поля ширина кривой увеличиваются.

Перейдем к сравнению полученных экспериментальных результатов с теорией работы [3], где была рассмотрена система магнитных моментов, описываемых уравнениями Блоха с временами продольной и поперечной релаксации  $T_1$  и  $T_2$ , находящаяся в линейно поляризованном гауссовом случайном поле  $H_i(t)$  с  $\delta$ -функцией корреляции

$$\gamma^2 \langle H_1(t)H_1(t') \rangle = \sigma^2 \delta(t-t'). \quad (1)$$

Здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение. Для атома Cs  $\gamma=3,5$  Гц/нТ. Авторам удалось провести точное усреднение уравнений по флуктуациям поля, в частности вычислить корреляционные функции компонент магнитного момента.

Как известно, уравнения Блоха достаточно строго применимы для описания магнитного резонанса в двухуровневой квантовомеханической системе<sup>1)</sup>. Представляется разумным, однако, применить развитую в работе [3] теорию для описания экспериментальных результатов на атомах Cs<sup>133</sup>. Дополнительным аргументом для привлечения шумового варианта уравнений Блоха к описанию системы уровней атома Cs<sup>133</sup> является тот факт, что классический вариант уравнений Блоха вполне удовлетворительно описывает эту систему в случае возбуждения монохроматическим полем  $H_I(t)$ .

Что касается предположения о  $\delta$ -коррелированности шума, то для нашего широкополосного радиочастотного поля  $H_I(t)$  можно считать, что оно выполняется с достаточной точностью. При этом средний квадрат поля  $H_I^2$  связан с параметром  $\sigma^2$ , определенным формулой (1), соотношением  $\gamma^2 H_I^2 / \Delta f_{ш} = \sigma^2$  ( $\Delta f_{ш}$  — полоса шумового поля, в нашем случае  $\Delta f_{ш} = 800$  кГц).

Исследуемые сигналы создаются колебаниями магнитного момента, возбуждаемыми шумовым радиочастотным полем. При этом колебания поперечных компонент магнитного момента  $M_x, M_y$  имеют частоту, близкую к  $\omega_0 = \gamma H$ , и именно они создают высокочастотный сигнал. Что касается низкочастотного сигнала, то его естественно связать с колебаниями продольной компоненты магнитного момента  $M_z$ . Если эти представления правильно, спектральное распределение мощности высокочастотного сигнала должно определяться спектральной плотностью колебаний поперечной составляющей момента, т. е. фурье-образом временной корреляционной функции

$$I_{\perp}(t) = \langle M_x(t)M_x(0) + M_y(t)M_y(0) \rangle,$$

а спектральное распределение для низкочастотного сигнала — фурье-образом корреляционной функции  $I_z = \langle M_z(t)M_z(0) \rangle$ . Требуемые корреляционные функции вычислены в [3] и даются формулами (50), (61) этой работы. Проводя преобразование Фурье, находим для спектральных плотностей

$$I_{\perp}(\omega) = 2M_0 T_2 x^2 (1+x^2) \{ (l+2lx^2) [l+(2l+1)x^2] [(1+x^2)^2 + \varepsilon^2] \}^{-1} \quad (2)$$

$$I_z(\omega) = 4M_0 T_1 l x^4 \{ (1+2lx^2) [1+(2l+1)x^2] [(1+2lx^2)^2 + \rho^2] \}^{-1}. \quad (3)$$

Здесь введены обозначения

$$x^2 = \sigma^2 T_2 / 4, \quad l = T_1 / T_2, \quad \varepsilon = (\omega - \omega_0) T_2, \quad \rho = \omega T_1,$$

$M_0$  — статический магнитный момент. В формуле (2) опущен вызываемый шумовым полем сдвиг резонансной частоты

$$\delta\omega = -T_2^{-1} (x^4 / 2\gamma H_0 T_2).$$

Этот сдвиг, пропорциональный четвертой степени амплитуды шума, в наших условиях пренебрежимо мал (много меньше ширины линии), что объясняет наблюдаемое в эксперименте отсутствие смещения центра линии. Напомним, что при возбуждении резонанса линейно поляризованным монохроматическим полем существует вполне заметный сдвиг резонансной частоты, пропорциональный квадрату амплитуды поля (сдвиг Блоха — Зигерта).

Выражение (2) объясняет другую качественную особенность экспериментальных данных — отсутствие искажения формы линии при насыщении. Согласно (2), линия остается лоренцевой при любых интенсивностях шумового поля. Ширина линии высокочастотного сигнала на половине интенсивности сигнала равна при этом:  $\Gamma = (1/\pi T_2) (1+x^2)$ . Из (2) видно, что отклонение от линейного режима определяется величиной параметра  $x$ . Эффекты насыщения проявляются при  $x^2 = \gamma^2 H_I^2 T / \Delta f_{ш} \sim 1$ . (В этих

<sup>1)</sup> В работе тех же авторов [6] указан лишь общий метод расчета влияния гауссова шума на многоуровневую систему, но отсутствуют конкретные приложения.

■ оценках мы не делаем различия между временами продольной и поперечной релаксаций:  $T_1=T_2=T$ .) Как известно, в случае монохроматического поля  $H_1$  насыщение проявляется при  $\gamma^2 H^2 T^2 \sim 1$ . Это означает, что в случае шумового возбуждения эффекты насыщения наступают, когда интенсивность шума в полосе поглощения спиновой системы  $H_1^2/\Delta f_{ш} T$  оказывается порядка интенсивности поля, вызывающего насыщение в монохроматическом случае.

Для количественного сравнения эксперимента с теорией необходимо задаться значениями времен релаксации  $T_1$  и  $T_2$ . Это не так легко сделать, поскольку в реальных условиях эксперимента релаксация опреде-

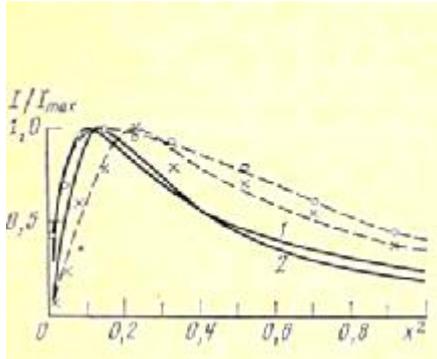


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость спектральной плотности в центре линии для  $Z=3,57$  от безразмерной интенсивности возбуждающего поля  $x^2$ . Кривая 1 — теория для высокочастотного сигнала, точки — эксперимент. Кривая 2 — теория для низкочастотного сигнала, крестики — эксперимент

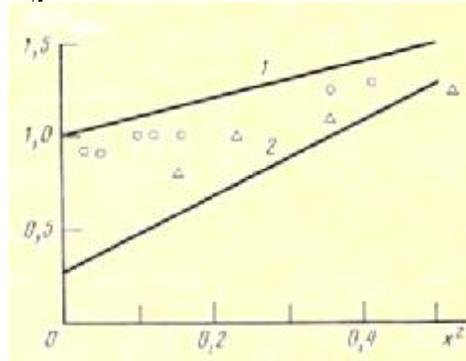


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость полуширин линий наблюдаемых сигналов от интенсивности возбуждающего поля: 1 — для  $I_{\perp}$ ; 2 — для  $I_z$  (теория);  $\circ$ ,  $\Delta$  — эксперимент соответственно для  $I_{\perp}$  и  $I_z$ . По оси ординат отложена полуширина в единицах  $1/T_2$

ляется столкновениями атомов со стенками, а эффективные времена релаксации зависят от уровня оптической накачки, что, естественно, не описывается уравнениями Блоха. Мы воспользуемся характерными для цезиевых поглощающих ячеек, покрытых парафином, значениями времен релаксации

$$T_1=25 \cdot 10^{-3} \text{ с}, T_2=7 \cdot 10^{-3} \text{ с}, l=3,57, \quad (4)$$

полученными ранее в эксперименте с монохроматическим полем [5].

На рис. 2 (кривая 1) приведена построенная по формуле (2) для  $l=3,57$  зависимость спектральной плотности  $I_{\perp}(\varepsilon)$  в центре линии, т. е. при  $\varepsilon=0$ , от безразмерной интенсивности возбуждающего поля  $x^2$ . За единицу масштаба по оси ординат принято значение  $I_{\perp}=I_{max}$  в максимуме кривой. Точками показаны нормированные тем же способом экспериментальные значения интенсивности высокочастотного сигнала, причем соответствующие значения  $x^2$  вычислены с использованием указанного выше значения  $T_2$ . Из рисунка видно, что согласие теории с экспериментом является удовлетворительным, особенно если учесть, что при сравнении не использовались какие-либо подгоночные параметры.

Кривая 2 рис. 2 показывает вычисленную по формуле (3) спектральную плотность  $I_z(\varepsilon)$  при  $\varepsilon=0$ . Кривая также нормирована на значение  $I_z$  в максимуме. Экспериментальные данные показаны крестиками. И в этом случае имеется удовлетворительное согласие теории с экспериментом.

На рис. 3 показана зависимость ширины линии высокочастотного (кривая 1) и низкочастотного (кривая 2) сигналов интенсивности возбуждающего поля. По оси абсцисс отложено  $x^2$ , по оси ординат — полуширина линии, отнесенная к полуширине сигнала минимальной амплитуды.

Увеличение ширины линии под влиянием шумового поля можно считать, пропорциональным его интенсивности, как это следует из теории. Некоторое расхождение теории и эксперимента, возможно, связано с тем, что уравнения Блоха с феноменологическим введением релаксации вообще плохо описывают наблюдаемую в присутствии оптической накачки форму линии магнитного резонанса. (Разумеется, согласие с экспериментом можно улучшить, если рассматривать  $T_2$  как подгоночный параметр, а не исходить из заранее выбранного значения (4).) Уравнения Блоха, в частности, предсказывают лоренцеву форму, тогда как наблюдаемая форма сигнала, скорее, ближе к гауссовой.

Отметим еще одну особенность, наблюдаемую в наших экспериментах. При возбуждении резонанса широкополосным шумом не удается обнаружить сигнал, соответствующий переходам между подуровнями с  $F=3$ . Между тем при монохроматическом возбуждении такой сигнал четко выделяется, хотя и имеет меньшую интенсивность, чем связанный с переходами в сверхтонком состоянии  $F=A$ . Этот факт, разумеется, нельзя объяснить на основе теории, использующей лишь одно уравнение Блоха.

#### Литература

1. Бонч-Бруевич А. М., Пржибельский С. Г., Ходовой В. А., Чигирь И. А. ЖЭТФ, 1976, 70, 445.
2. Новиков Л. Н. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 56.
3. Knight W. R., Kaiser R. J. Magn. Reson., 1982, 48, 293.
4. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники, т. 2. М.: Мир, 1983, с. 93.
5. Борисова Ю. П., Козлов А. Н., Синельникова С. Е. В сб.: Геомагнетизм и приборостроение. М.: Наука, 1977, с. 22.
6. Knight W. R., Kaiser R. J. Magn. Reson., 1982, 50, 467.

Институт земного магнетизма,  
ионосферы и распространения радиоволн

Поступила в редакцию  
10.1.1986

#### SOME FEATURES OF MAGNETIC RESONANCE IN SPIN SYSTEMS ON EXCITATION BY A BROAD-BAND NOISE RADIO-FREQUENCY FIELD

*E. I. Dashevskaya, A. N. Kozlov*

Magnetic resonance in a system of optically polarized  $\text{Cs}^{133}$  atoms induced by a broad-band noise field with a 30-800 kHz frequency band is investigated. The dependence of the resonance signal amplitude and resonance line shape on the intensity of the noise field is studied. In contrast to the case of monochromatic excitation, the line shape is not deformed in strong fields. The experimental data are compared with the theory based on the Bloch equation for a linearly polarized Gaussian random field.