

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР Fe^{57} ПРИ СОВМЕЩЕНИИ ЧАСТОТ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО И ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСОВ

B.B. Еременко, В.Л. Пономарчук

Методом ядерного гамма-резонанса (ЯГР) обнаружено изменение собственной частоты ядра Fe^{57} и заселенности ядерных подуровней при пересечении ветвей собственных частот электронной и ядерной спин-систем (или, иными словами, частот ФМР и ЯМР) тонкой железной пластиинки в отсутствие радиочастотного возбуждения.

Известен метод динамической поляризации ядер в парамагнетиках заключающийся в осуществлении "прямого теплового контакта" [1] между ядерной спин-системой и предварительно охлажденным с помощью СВЧ накачки электронным спин-спиновым резервуаром. Аналогичное явление, по-видимому, можно наблюдать и в ферромагнетиках при совмещении собственных частот ядерной и электронной подсистем. Роль

СВЧ накачки будет выполнять обменное взаимодействие, поляризующее электронные спины. При этом путем резонансного обмена энергии между электронной и ядерной подсистемами будут поляризоваться и ядерные спины. Совмещения частот ЯМР и ФМР легко осуществить в тонкой пластинке [2] с легкой осью анизотропии, ориентированной в плоскости образца, прикладывая статическое поле в той же плоскости перпендикулярно оси анизотропии.

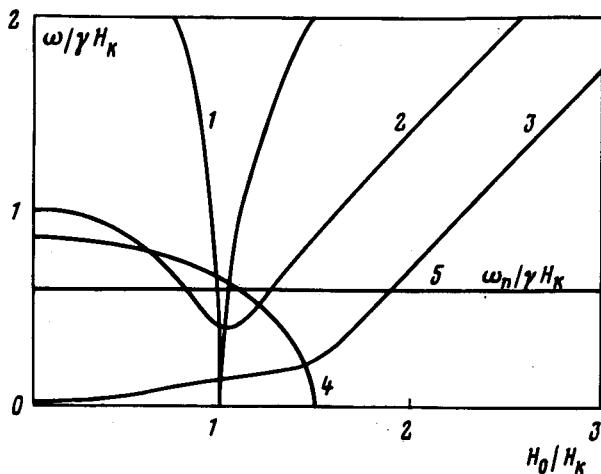


Рис.1. Зависимости собственных частот ферромагнитной пластиинки от напряженности магнитного поля (H_0): 1 – однородная прецессия (принято $4\pi M_o / H_K = 10$), 2 – нижняя граница частоты спиновых волн бесконечной пластиинки ($N_y = N_z = 0$), 3 – нижняя граница частоты спиновых волн при $H_A = 4\pi M_o N_z = 2\pi M_o N_y$, 4 – "доменная" ветвь колебаний, 5 – ядерная частота

Для этой геометрии на рис.1 приведены частотно-полевые зависимости однородной моды [2], низкочастотной ветви колебаний при наличии доменов [3] и нижней границы частоты спиновых волн [4]. Эффективное поле анизотропии $H_K = H_A + 4\pi M_o (N_y - N_z)$, где H_A – поле анизотропии, N_y и N_z – размагничивающие факторы в плоскости пластиинки. Невозмущенная частота ЯМР (ω_n) от статического поля практически не зависит (эффективное поле на ядре Fe⁵⁷ в железе 330 кЭ). Изменяя размеры и форму пластиинки (при фиксированной толщине), можно управлять величиной H_K , и соответственно изменять как количество точек пересечения невозмущенных ветвей колебаний электронной и ядерной подсистем, так и положение их на шкале H_0 / H_K .

Изменения собственных частот ЯМР и ФМР в области пересечения ранее наблюдалось методами радиоспектроскопии (см. [5]) и нами [6] методом ЯГР в условиях РЧ накачки. В настоящей работе использована возможность ЯГР измерять собственные частоты ядра и заселенности ядерных подуровней, не возмущая образец воздействием резонанского РЧ поля.

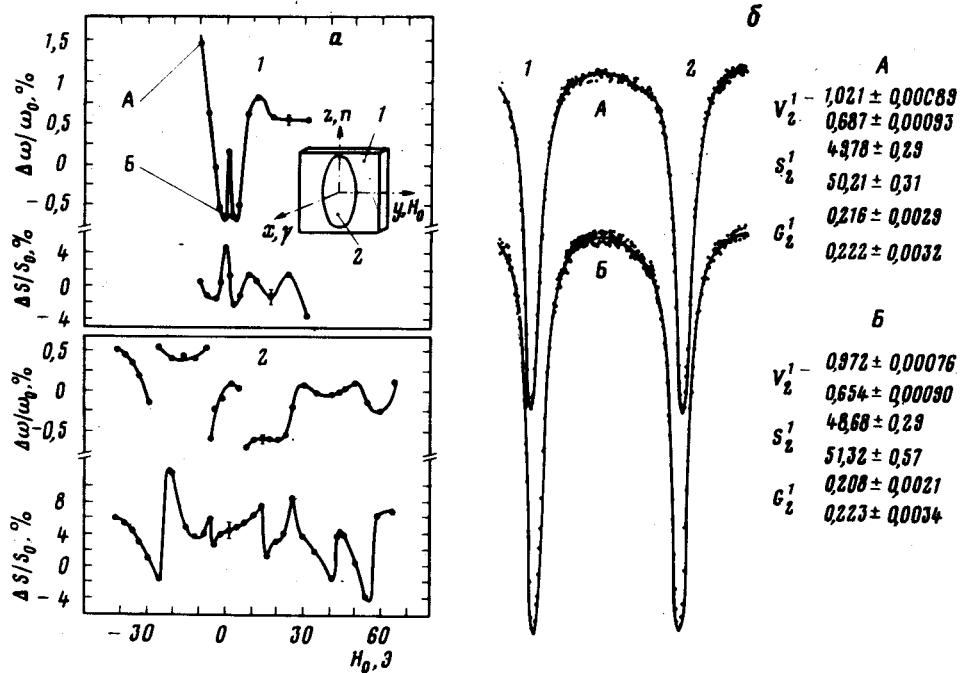


Рис.2, а – Зависимости относительного изменения собственной частоты ядра $\Delta\omega/\omega_0$ и заселенности ядерных подуровней $\Delta S/S_0$ от напряженности магнитного поля H_0 : 1 – образец квадратной формы ($5 \cdot 10^{-3} \times 15 \times 15$ мм 3 ; $N_z \approx N_y$; $H_K = H_A = 33$); 2 – эллиптической формы ($5 \cdot 10^{-3} \times 5 \times 10$ мм 3 ; $N_y \approx 3N_z$; $H_K = H_A + 8\pi M_0 N_z \approx 25$ Г). б – ЯГР спектры, соответствующие точкам А и Б рис. а. V – положение линии в мм/сек относительно ^{57}Co в матрице Pd; S – площадь линии в % от общей площади; G – ширина линии в мм/сек

С помощью спектрометра постоянных ускорений [7] наблюдалась ЯГР спектры тонких пластинок чистого железа различной формы (рис.2, а) с легкой осью, лежащей в плоскости (вдоль оси z). Для увеличения разрешающей способности контролировались только внутренние линии спектра Fe^{57} (переходы $-1/2 \rightarrow +1/2; +1/2 \rightarrow -1/2$). Интервал между линиями соответствует разности частот ЯМР основного и возбужденного состояний ядра. Но так как величина расщепления возбужденного состояния не меняется (даже в условиях сильной РЧ накачки [6], что связано с малым временем жизни и малой концентрацией возбужденных ядер), то изменение расстояния между линиями при изменении H_0 целиком отнесено к изменению частоты ЯМР основного состояния. Огибающие спектров (А и Б рис.2, б) и параметры линий получены с помощью ЭВМ и программы [8].

Определялось относительное изменение собственной частоты $\Delta\omega/\omega_0$ (где ω_0 – частота ЯМР при $H_0 = 0$) и относительное изменение засе-

лённостей ядерных подуровней $\Delta S / S_0$ (где ΔS – разность площадей ЯГР линий, S_0 – их среднее). Причем положительной величине $\Delta S / S_0$ соответствует охлаждение ядерной спин-системы, а отрицательной – инверсия заселенностей, т.е. отрицательная спиновая температура.

Как и следовало ожидать [2], при уменьшении H_0 от состояния насыщения образца (рис.2.,*a* – область отрицательных значений H_0) до величины $H_0 = H_K$ частота однородной моды (кривая 1 рис.1), уменьшаясь до нуля в окрестности H_K совпадает с невозмущенной частотой ядра ($\omega_n = 2\pi \cdot 45,44$ Гц), что приводит к расталкиванию ветвей и к изменению собственной частоты ЯМР. Для образца №2 (см. рис.2, *a*) хорошо видно наличие двух ветвей собственных частот (квазиядерной и квазиэлектронной). Интервал между ветвями определяется параметром сверхтонкого взаимодействия. Одновременно в точке пересечения скачком меняется ядерная поляризация (аналогия с изменением фазы колебаний связанных маятников), причем кривая (зависимость $\Delta S / S_0$ от H_0 вблизи H_K) напоминает зависимость обратной температуры спин-спинового резервуара парамагнитных центров от расстройки в условиях динамического охлаждения [1]. Последующее уменьшение H_0 (от H_K до 0) приводит к однородному повороту вектора намагниченности в плоскости пластинки в сторону легкой оси. При этом доменная структура не возникает ($H_K > 4\pi M_0 N_z$) [2, 9]. В этом интервале полей ядерная ветвь образца №2 пересекает нижнюю границу спиновых волн (для образца №2 $\omega_n / \gamma H_K = 0,63$, а граница спиновых волн лежит несколько ниже кривой 2 рис.1, совпадая с ней по форме). Изменение знака H_0 приводит к возникновению доменной структуры (при $H_0 \sim 5$ Э – коэрцитивное поле) с доменными стенками, параллельными легкой оси, и характерной частотной зависимостью (кривая 4 рис.1) [3, 9]. Причем переход из однодоменного в многодоменное состояние происходит скачкообразно, что приводит к скачкообразному изменению ядерной частоты при монотонном изменении поляризации. (Ветви оттолкнулись, но не пересеклись. Точка их пересечения ~ 45 Э. Рис.2,*a*, №2). Для образца №1 пересечение с доменной ветвью отсутствует (для него $\omega_n / \gamma H_K = 5,2$), а пересечение с границей спиновых волн наблюдается при $H_0 = 24$ Э. В интервале полей от 5 до 30 Э наличие доменов искажает спектр спиновых волн [10], что приводит к отклонению экспериментальных точек от результатов простого расчета.

Интересно отметить, что изменение энтропии ядерной спин-системы в области совмещения ЯМР и ФМР можно использовать для реального охлаждения (аналогично методу ядерного размагничивания).

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
25 апреля 1981 г.
После переработки
9 июля 1981 г.

Литература

- [1] Азаркин В.А. Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках. М., изд. Наука, 1980.
[2] Оноприенко Л.Г. ФММ, 1965, 19, 421.

- [3] Власов К.Б., Оноприенко Л.Г. ФММ., 1963, 15, 95.
 - [4] Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны, М., изд. Наука, 1967.
 - [5] Игнатченко В.А., Цифринович В.И. УФН, 1981, 133, 75.
 - [6] Пономарчук В.Л., Еременко В.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 548.
 - [7] Пономарчук В.Л., Романов В.П. ПТЭ, 1972, №5, 31.
 - [8] Чечерский В.Д., Романов В.П. Препринт 15-77, ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1977.
 - [9] Суху Р. Магнитные тонкие пленки, М., изд. Мир, 1967.
 - [10] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.Л., Сукстанский А.Л. ФТТ, 1979, 21, 3003.
-