

МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС СВЕРХТОНКОГО ПОЛЯ НА ПРИМЕСНОМ ОЛОВЕ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ГОЛЬМИИ

*П.В.Богданов, С.К.Годовиков, М.Г.Козин,
В.С.Шпичель*

Обнаружены явления компенсации внутреннего и сверхтонкого полей на ядрах Sn^{119} в Ho при наложении внешнего магнитного поля и гистерезиса сверхтонких взаимодействий после снятия поля. Установлена связь этих явлений с перестройкой и "замораживанием" магнитной структуры.

В настоящей работе методом ЯГР на ядрах Sn^{119} в Ho в области геликоидальной магнитной структуры исследуются остаточные явления в сверхтонких взаимодействиях, возникающие после уменьшения до нуля внешнего магнитного поля.

Эксперимент проводился на порошке поликристаллического Ho с примесью 0,5 ат. % Sn^{119} . Образец в форме диска $\varnothing 30$ мм помещался в криостат со сверхпроводящим соленоидом, создающим продольное магнитное поле напряженностью 40 кэ. Температура на образце составляла 25 К. ЯГР спектры для экспериментов до приложения внешнего поля – 1, в поле – 2 и после снятия поля – 3 приведены на рисунке с соответствующей нумерацией. ЭВМ обработка спектров проводилась по модели двух секстетов лоренцевских линий. Параметрами служили: H_1, H_2 – поля на ядрах; δ_1, δ_2 – изомерные сдвиги, A_1, A_2 – интенсивности секстетов, Γ – ширина линии. Интенсивности компонент в

секстете задавались в виде 3 : 2 : 1 для спектров 1 и 3 и 3 : X : 1 для спектра 2. Результаты обработки по основным параметрам представлены в таблице.

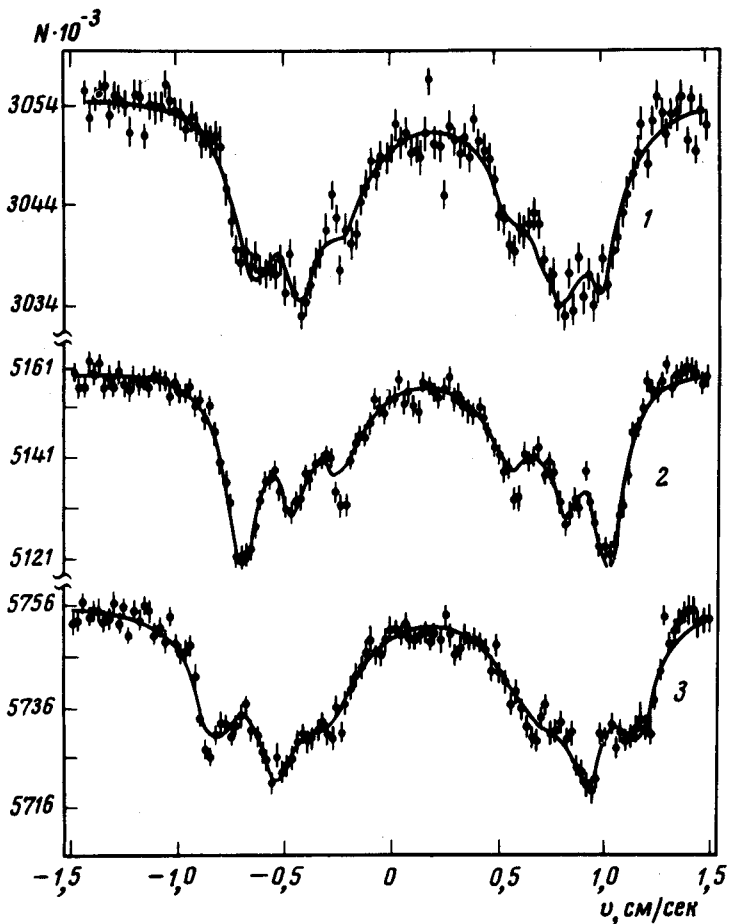
Параметры ЯГР спектров $\text{Ho} \div 0,5 \text{ ат. \% Sn}^{119}$

Номер опыта	Внешнее поле, кэ	H_1 , кэ	H_2 , кэ
1	0	$120 \pm 0,9$	$90,6 \pm 2,7$
2	40	$124,8 \pm 0,4$	$92,9 \pm 1,0$
3	0	$143 \pm 0,7$	$104,2 \pm 1,2$

При наложении внешнего поля H_0 в образце возникает внутреннее поле $H_{\text{вн}} = H_0 + H_{\text{Лор}} - H_{\text{разм}}$. Используя кривую намагниченности поликристаллического Ho [1] и полагая размагничивающий фактор образца $N = 1$, можно оценить размагничивающее поле $H_{\text{разм}} \approx 29 \text{ кэ}$ и поле Лоренца $H \approx 9 \text{ кэ}$. При учете неколлинеарности векторов намагниченности доменов изменения параметров H_1 и H_2 в опыте 2 должны составлять в среднем 17 кэ. Однако, из рисунка и таблицы видно, что максимальное расщепление спектра и параметры H_1 и H_2 мало изменились, в то время как общая форма спектра (2) сильно деформировалась. Спектры 1 и 3, соответствующие нулевому полю H_0 , наоборот, резко отличаются по величине максимального расщепления и параметрам H_1 , H_2 , что указывает на значительные остаточные магнитные явления.

Предлагается следующее объяснение наблюдаемым фактам. Согласно [2], в Ho при низких температурах существует искажение правильной геликоидальной структуры, обусловленное большой магнитной анизотропией в базисной плоскости, что выражается в стремлении магнитных моментов выстраиваться вблизи направлений легкого намагничивания B . Это может приводить к возникновению двух магнитно-неэквивалентных конфигураций локального окружения атома олова: конфигурации I, связанной с основной спиралью с шагом $\alpha = 35^\circ$ при 25 К и полем H_1 , и конфигурации II, связанной с искаженной спиралью с ориентацией моментов вблизи осей B и полем H_2 . По принятой модели обработки спектров в опыте 1 $A_1/A_2 \approx 3$, т.е. конфигураций I в три раза больше. Изомерные сдвиги секстетов различаются здесь на 0,43 мм/сек, что можно связать с различной магнитной структурой локальных окружений. В эксперименте 2 в большей части объема образца компонента $H_{\text{вн}}$, влияющая на повороты моментов в базисной плоскости, превосходит критическое поле $H_{\text{кр}} = 4 \text{ кэ}$, при котором начинается переход геликоидальной структуры в веерную. В результате этого увеличивается суммарный магнитный момент обеих конфигура-

ций, что должно привести к увеличению абсолютной величины сверхтонкого поля $H_{СТ}$. Однако, если знак $H_{СТ}$ отрицательный, то это увеличение должно быть скомпенсировано $H_{ВН}$. Отсутствие существенного изменения величины максимального расщепления в спектре 2 показывает, что имеет место почти полная компенсация. Между тем, поляризирующее действие продольного приложенного поля вызывает ослабление средних компонент секстетов и, тем самым, деформацию спектра.



ЯГР спектры $\text{Ho} - 0,5 \text{ ат.}\% \text{ Sn}^{119}$; сплошная линия — результат ЭВМ обработки

Снятие внешнего поля приводит к сильному (до 19%) гистерезису сверхтонких полей. Отношение A_1/A_2 становится равным 1,5, т.е. относительное число конфигураций I в два раза уменьшается по сравнению с исходным состоянием, что означает увеличение искажения магнитной структуры. Близость гистерезисных величин ΔH_1 , ΔH_2 величине $H_{ВН}$ с поправками на поликристалличность позволяет сделать вывод о "замораживании" верной структуры и соответствующей поляризации электронов проводимости после снятия внешнего поля. Положительный знак гистерезиса параметров H_1 и H_2 означает, что сверхтонкие поля на ядрах Sn^{119} в Ho отрицательны по знаку.

Гистерезис сверхтонких полей связан в конечном счете с существованием потенциального барьера между двумя типами магнитных структур, обусловленного появлением магнитоупругих членов в выражении для свободной энергии. Согласно [3], соответствующее максимальное изменение параметра решетки c^- выражается в виде

$$\Delta c = c_{\Phi} - c_{A\Phi} = 2 \frac{\partial \alpha}{\partial c} \frac{M^2}{R},$$

где α — параметр молекулярного поля, M — намагниченность, R — коэффициент жесткости, деленный на c^2 . Поскольку по нашим данным, а также нейтронным данным [4], локальная намагниченность после снятия поля сохраняется, то должно наблюдаться и необратимое изменение параметра решетки, которое в принципе может быть обнаружено методами низкотемпературной рентгенографии.

Институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
13 июля 1977 г.

Литература

- [1] К.П.Белов, О.П.Елютин, С.А.Никитин, Г.В.Пшеченкова, В.И.Соколов, В.П.Таратынов. ФММ, **30**, 1146, 1970.
 - [2] Magnetic Properties of Rare Earth Metals ed.by R.J.Elliott, Plenum Press, New York, London, 1972.
 - [3] C.Kittel. Phys. Rev., **120**, 335, 1960.
 - [4] W.C.Koehler, J.W.Cable, H.R.Child, M.K.Wilkinson, E.O.Wollan. Phys. Rev., **158**, 450, 1967.
-