

ОБНАРУЖЕНИЕ ПРЯМОЙ МАГНИТНОЙ СВЯЗИ ЯДЕР ЖИДКОГО ^3He С ЯДРАМИ ^{169}Tm В КРИСТАЛЛЕ ЭТИЛСУЛЬФАТА ТУЛИЯ

А.В.Егоров, Ф.Л.Аухадеев, М.С.Тагиров, М.А.Теплов

Методом импульсного ядерного магнитного резонанса при температуре 1,5 К обнаружен эффект кросс-релаксации между спинами ^{169}Tm в ван-флековском парамагнетике TmES и спинами ^3He в окружающем кристалл слое жидкого гелия-3.

В 1966 году Уитли с сотрудниками обнаружили аномально низкое тепловое сопротивление между порошком церий-магниевого нитрата и жидким ^3He при сверхнизких температурах¹. Леггет² предложил теорию, в которой этот эффект был интерпретирован как результат диполь-дипольного взаимодействия электронных спинов парамагнитного порошка с ядерными спинами ^3He ($I = 1/2$). В 1981 году Ричардсон с сотрудниками, изучая релаксацию ^3He , адсорбированного на частицах фторуглеродного полимера, убедились в наличии связи ядерных спинов систем ^3He и ^{19}F ³. Все эксперименты, выполненные до настоящего времени, были направлены на изучение граничной магнитной связи между разными по величине магнитными моментами. Однако с помощью ван-флековских парамагнетиков, известных сильной анизотропией магнитных свойств⁴, можно исследовать резонансное взаимодействие спинов на границе “ ^3He — твердое тело”. Нам удалось обнаружить такого рода кросс-релаксацию между ядерными спинами ^{169}Tm ($I = 1/2$) в этилсульфате тулия ($\text{Tm}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$) и ядрами окружающего кристалл жидкого ^3He .

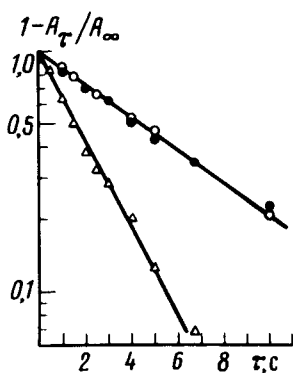


Рис. 1

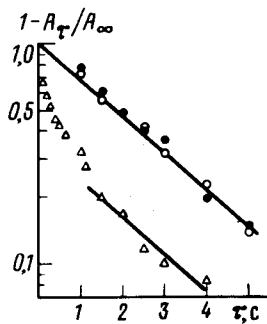


Рис. 2

Рис. 1. Релаксация продольной намагниченности ядер жидкого ^3He , окружающего кристалл TmES, при температуре 1,5 К: Δ — $\theta = \theta_{\chi} = 7,05^\circ$; $T_1 = 2,4$ с; \circ , \bullet — $\theta = 7,5^\circ$; $6,5^\circ$; $T_1 = 6,5$ с; θ — угол между осью c кристалла и внешним магнитным полем

Рис. 2. Релаксация продольной намагниченности ядер ^{169}Tm в кристалле TmES, окруженного слоем ($\sim 0,1$ мм) жидкого ^3He , при температуре 1,5 К; Δ — $\theta = \theta_{\chi} = 7,05^\circ$; $T_1' \sim 0,4$ с, $T_1'' \sim 2,6$ с; \circ , \bullet — $\theta = 7,5^\circ$; $6,5^\circ$; $T_1 = 2,6$ с

Кристалл TmES обладает гексагональной симметрией. Эффективное гиромангнитное отношение ядер ^{169}Tm зависит от угла θ , который составляет внешнее магнитное поле \mathbf{H} с гексагональной осью c кристалла, следующим образом: $\gamma = (\gamma_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + \gamma_{\perp}^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$; здесь $\gamma_{\parallel}/2\pi = -0,480$ кГц/Э, $\gamma_{\perp}/2\pi = -26,12$ кГц/Э. При $\theta_{\chi} = 7,05^\circ$ гиромангнитные отношения ядер ^{169}Tm и ^3He становятся равными. Мы исследовали времена продольной релаксации T_1 ядер ^{169}Tm и ^3He при температуре 1,5 К. Измерения проводились с помощью когерентного ЯМР-релаксометра на частоте 13,4 МГц: при различных ($\theta \sim \theta_{\chi}$) ориентациях внешнего поля \mathbf{H} относительно оси c кристалла регистрировалась амплитуда сигнала спинового эхо A_{τ} как функция периода повторения зондирующих РЧ импульсов τ , время релаксации T_1 оценивалось по формуле $A_{\tau} = A_{\infty} [1 - \exp(-\tau/T_1)]$. Радиочастотное поле \mathbf{H}_1 было ориентировано перпендикулярно оси c кристалла. Вследствие эффекта усиления поля \mathbf{H}_1 4f-электронной оболочкой оптимальные длительности зондирующих импульсов для ядер тулия (~ 1 мкс) были значительно меньше, чем для ядер ^3He (~ 10 мкс). В условиях кросс-релаксации ($\theta = \theta_{\chi}$) мы имели возможность различать сигналы спинового эхо ядер ^{169}Tm и ^3He не только благодаря различию в длительностях РЧ импульсов, но и благодаря сильному различию времен поперечной релаксации: $T_2(^3\text{He})/T_2(^{169}\text{Tm}) \sim 10^3$. В ходе экспериментов мы убедились в том, что благоприятные условия для наблюдения эффекта кросс-релаксации $^3\text{He} - ^{169}\text{Tm}$ не всегда удается полностью воспроизвести. К числу факторов, которые обуславливают неполную воспроизводимость результатов при смене образцов, мы относим форму образца и качество обработки его поверхности, соотношение объемов кристалла и жидкого ^3He , загрязненность кристалла парамагнитными примесями, загрязненность гелия-3 парами масла и гелием-4, неоднородность внешнего поля (необходимая для наблюдения спинового эхо ^3He) и неизбежная неоднородность поля вблизи поверхности намагниченного кристалла. Дополнительное обстоятельство, затрудняющее наблюдение эффекта кросс-релаксации, заключается в том, что из-за сильной анизотропии γ -тензора плоскость прецессии ядерных спинов ^{169}Tm не совпадает с плоскостью прецессии спинов ^3He , а составляет с ней угол $\sim 75^\circ$ ⁵. На рис.1 и рис.2. воспроизведены результаты одного из наиболее удачных экспериментов, в котором цилиндрический образец TmES (диаметр и высота ~ 3 мм) помещался в цилиндрическую ампулу из пирекса и прижимался к плоскому дну ампулы поршнем из пирекса. Для обеспечения приблизительно одинакового зазора ($\sim 0,1$ мм) между поверхностями стекла и кристалла последний был обвязан хлопковой нитью. Ампула с намотанной на ней РЧ катушкой была погружена в жидкий ^4He . При $\theta \neq \theta_{\chi}$ время релаксации T_1 ядер ^3He (рис.1) определялось величиной зазора между кристаллом и поверхностью стекла, и в данном случае составляло 6,5 с; при $\theta = \theta_{\chi}$ это время становилось приблизительно равным времени T_1 ядер ^{169}Tm . Процесс восстановления ядерной намагниченности тулия при $\theta \neq \theta_{\chi}$ описывался одной экспонентой (рис. 2), а при $\theta = \theta_{\chi}$ — двумя. По-видимому, начальный участок кривой ($T_1 \sim 0,4$ с) соответствовал установлению равновесия между спин-системами ^{169}Tm и ^3He (последняя в меньшей степени нагревалась ко-

роткими РЧ импульсами), в дальнейшем же обе спин-системы отдавали энергию в решетку кристалла через примесные парамагнитные центры ⁶.

Можно предположить, что на расстоянии $r \sim 70 \text{ \AA}$ от поверхности (5 постоянных решетки a_0) ионы Tm^{3+} испытывают действие такого же кристаллического электрического поля, как и в глубине кристалла, а их ядрам можно приписать значение $\gamma(\theta_X) = \gamma(^3\text{He}) = -2\pi \cdot 3,24 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Тогда вероятность взаимной переориентации одного из этих спинов ^{169}Tm и спина приповерхностного атома ^3He по порядку величины равна $w \sim \gamma^2 \hbar / r^3 \sim 1 \text{ c}^{-1}$, что не противоречит результату наших опытов. Как известно, диэлектрические ван-Флековские парамагнетики не используются для ядерного магнитного охлаждения из-за очень медленной ядерной спин-решеточной релаксации при сверхнизких температурах. Наблюдаемый эффект кросс-релаксации свидетельствует о возможности прямого переноса спиновой температуры из ван-Флековского парамагнетика в жидкий ^3He , минуя решетку кристалла. Вероятно, спин-систему ^3He можно охладить до очень низких температур, поляризовав вначале ядерные спины ^{169}Tm в сильном поле $\mathbf{H} \perp c$ (при $T = 0,05 \text{ K}$ в поле $\mathbf{H} = 70 \text{ кЭ}$ собственное время од-нофононной релаксации ядер тулия должно быть порядка 7 часов ⁷), а затем размагнитив кристалл и повернув внешнее поле в сторону оси c кристалла на угол $(\pi/2 - \theta_X)$.

Литература

1. *Abel W.R., Anderson A.C., Black W.C., Wheatley J.C.* Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 273.
2. *Leggett A.J., Vuorio M.* J. Low Temp. Phys., 1970, 3, 359.
3. *Friedman L.J., Millet P.J., Richardson R.C.* Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 1078.
4. *Альгшулер С.А., Теплов М.А.* Проблемы магнитного резонанса. М.: Наука, 1978, с.14.
5. *Аминов Л.К., Тагиров М.С., Теплов М.А.* ЖЭТФ, 1980, 79, 1322.
6. *Abragam A., Bleaney B.* Proc. R. Soc. Lond., 1983, A387, 221.
7. *Вайсфельд М.П.* ФТТ, 1972, 14, 737.

Казанский
государственный университет
им. В.И.Ульянова-Ленина

Поступила в редакцию
17 апреля 1984 г.