

**ОСОБЕННОСТИ РЕЛАКСАЦИИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ
В СОСТОЯНИЕ ТИПА СПИНОВОГО СТЕКЛА
В РАЗБАВЛЕННОМ СПЛАВЕ PdFe**

В.А.Андранинов, М.Г.Козин, А.Ю.Пентин,
В.С.Шпинель, Дао Ким Нгок

Методом эффекта Мессбауэра наблюдался переход в состояние типа спинового стекла в сплаве PdFe (0,06 ат.%) при $T_f \approx 0,1$ К. Использование в качестве зонда изотопов ^{57}Fe и ^{57}Co позволило определить диапазон времен релаксации ниже $T_f: 10^{-9} - > 10^{-2}$ с.

Изучение релаксации спинов в спиновых стеклах имеет решающее значение для понимания свойств таких систем и для выяснения вопроса о существовании фазового перехода. Мессбауэровские исследования разбавленных сплавов PdFe, известных как системы с гигантским магнитным моментом на примеси, позволили обнаружить необычно медленную релаксацию электронных спинов при понижении температуры ^{1,2}. В работе ² было показано, что релаксация в сплаве PdFe (0,01 ат.%) во многом определяется спин-спиновыми взаимодействиями типа РККИ, которые ответственны за образование спинового стекла.

В настоящей работе методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии исследовался сплав PdFe, содержание примесного железа в котором, определенное с помощью рентгеноспектрального микроанализа, составляло $0,06 \pm 0,005$ ат.%. Радиоактивный источник PdFe (^{57}Co) на основе этого сплава был приготовлен по методике, изложенной в ². Измерения проводились на рефрижераторе растворения $^3\text{He} - ^4\text{He}$ в диапазоне температур 25 мК – 4,2 К. Мессбауэровские γ -кванты регистрировались резонансным счетчиком.

Из спектров, измеренных в нулевом магнитном поле, видно (рис. 1), что с понижением температуры происходит уширение одиночной линии и (ниже 0,2 К) возникает сверхтонкая (СТ) структура, которая в дальнейшем переходит в полностью разрешенный шестикомпонентный спектр. Для области температур, где спектр является уширенным синглетом, показанная на рис. 2 температурная зависимость величины $1/\Delta\Gamma$ ($\Delta\Gamma = \Gamma - \Gamma_0$, где Γ – ширина линии на полувысоте при температуре измерения, $\Gamma_0 = 0,42(2)$ мм/с – аппаратурная ширина линии) имеет линейный характер, без особенностей, что говорит об отсутствии фазового перехода. Наблюданное уширение линии обусловлено замедлением электронной релаксации спинов Fe.

Для математического описания спектров была использована модель ³, в которой форма мессбауэровского спектра рассчитывается в условиях стохастической изотропной релаксации СТ поля, что в нашем случае означает такую же релаксацию спина Fe, поскольку в разбавленном сплаве СТ поле на Fe пропорционально его спину. С помощью указанной модели были обработаны не только релаксационно уширенные синглеты, но и возникающие при более низкой температуре спектры со СТ структурой. При этом удовлетворительное описание таких спектров достигалось в предположении существования распределения частот релаксации, которое приближенно получалось в виде гистограмм, соответствующих дискретному набору частот (рис. 3). Найденные в результате математической обработки значения для частот релаксации приведены на рис. 2 как функция температуры. Для спектров со СТ структурой (точки на зависимости $\lambda(T)$ ниже 0,2 К) взяты средние по распределениям частоты $\bar{\lambda}$. Полученная зависимость $\lambda(T)$ в широком температурном диапазоне имеет линейный вид (как и зависимость $1/\Delta\Gamma(T)$), однако вблизи температуры $T = 0,1$ К резко меняет свой характер, так что точки при температурах ниже 60 мК в приведенном масштабе лежат уже практически на температурной оси. Наблюданное изменение хода температурной зависимости частоты релаксации при $T_f \approx 0,1$ К мы рассматриваем как указание на существование магнитного перехода при этой температуре.

Возникновение магнитного порядка ниже T_f подтверждается и асимметрией в мессбауэровских спектрах, надежно определяемой для температур ниже 70 мК. Например, при $T = 52$ мК (см. рис. 1) отношение интенсивностей крайних компонент спектра составляет $1,22 \pm 0,03$. Как известно, такая асимметрия является следствием поляризации материнского ядра ^{57}Co эффективным СТ полем. Чтобы создать ядерную поляризацию, СТ поле должно релаксировать со временем, большим или сравнимым с временем ядерной спин-решеточной релаксации, которое для ^{57}Co в Pd составляет около 10^{-2} с⁴. В силу пропорциональности СТ поля спину примесного Co, последнее требование означает, что должен быть отложен от нуля параметр порядка Эдвардса – Андерсона $\langle S(0)S(\tau) \rangle$, где S – спин магнитного атома, а время τ не меньше 10^{-2} с. Таким образом, в системе примесных спинов ниже температуры перехода имеются как времена релаксации $\tau \geq 10^{-2}$ с, так и времена $10^{-9} - 10^{-6}$ с, которые определяют форму (ширины линий, пьедестал) мессбауэровского спектра ^{57}Fe . При $T > T_f$ и вблизи от T_f спектр времен релаксации имеет ширину $10^{-10} - 10^{-7}$ с, а в результате перехода (при $T < T_f$) охватывает огромный диапазон $10^{-9} - \geq 10^{-2}$ с (см. рис. 3); в области малых частот распределение при $T = 52$ мК имеет ориентировочный вид). Считается⁵, что подобное релаксационное поведение является отличительной особенностью спиновых стекол.

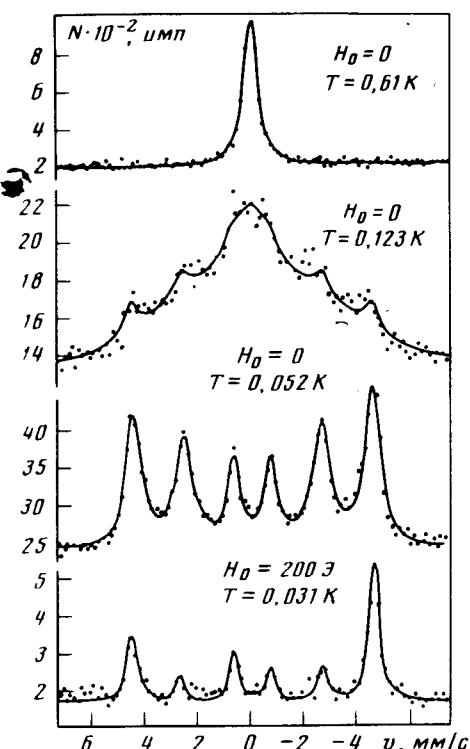


Рис. 1. Мессбауэровские спектры сплава PdFe (0,06 ат. %). Сплошные линии – результат обработки на ЭВМ

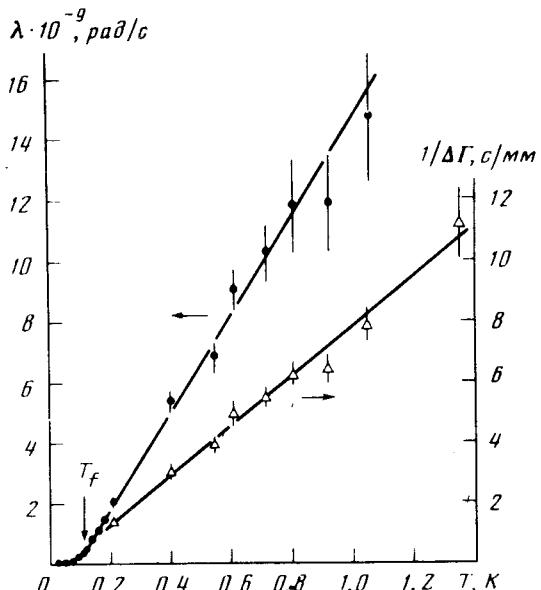


Рис. 2. Температурные зависимости обратного уширения линии ($1/\Delta\Gamma$) и частоты релаксации (λ)

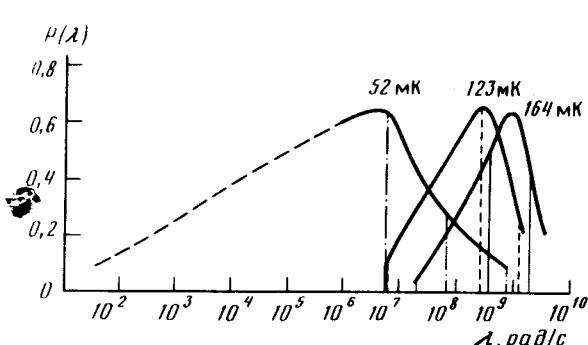


Рис. 3. Примерный вид распределений частот релаксации выше и ниже T_f . Вертикальные отрезки соответствуют парциальным частотам, полученным из обработки спектров

Неколлинеарность спиновой конфигурации при $T < T_f$, обязательная для спиновых стекол, следует из измерений в продольных магнитных полях. Наличие "запрещенных" 2-й и 5-й компонент (см. нижний спектр на рис. 1) свидетельствует о разориентации спинов Fe относительно приложенного поля, которая вызвана неколлинеарными обменными полями на магнитных атомах.

Интерпретация наблюдаемой релаксационной картины вкратце может быть такова: спектр времен релаксации при $T > T_f$ связан с существованием магнитных кластеров разного размера (внутри которых взаимодействие между спинами $V > T$), а изменение релаксационного режима ниже T_f свидетельствует о возникновении вырожденного состояния, которое характеризуется уже макроскопически большими временами, отвечающими переходам через "бесконечные" барьеры⁵.

В заключение отметим, что возможность использования в качестве зонда как ^{57}Fe , так и материнского ядра ^{57}Co позволяет соотносить полученные данные не только с временем жизни возбужденного мессбауэровского состояния $^{57}\text{Fe} (10^{-7} \text{ с})$, но и с временем ядерной спин-решеточной релаксации ^{57}Co (в Pd $\sim 10^{-2} \text{ с}$). Это делает эффект Мессбауэра, пожалуй, единственным методом со столь широким "окном" доступных наблюдению времен релаксации, что особенно важно именно в применении к спиновым стеклам, где релаксационный спектр может простираться от 10^{-13} с до минут и часов.

Литература

1. Gierisch W., Koch W., Litterst F.J., Kalvius G.M., Steiner P.J. J. Magn. and Magn. Mat., 1977, 5, 129.
2. Андрianов В.А., Козин М.Г., Пентин А.Ю., Туровцев В.В., Шпинель В.С. ЖЭТФ, 1983, 85, 627.
3. Dattagupta S., Blume M. Phys. Rev., 1974, B10, 4540.
4. Englich J., Lestak L., Rotter M., Sedlak B., Finger M., Pavlov V.N., Andrianov V.A., Kozin M.G., Shpinel V.S. Hyp. Int., 1985, 22, 177.
5. Fischer K.H. Phys. Stat. Sol. (b), 1985, 130, 13.

Институт ядерной физики

московского государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
10 ноября 1986 г.