

# ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА СТАБИЛИЗАЦИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ТРЕХВАЛЕНТНОГО $\text{Fe}^{57}$ В КОРУНДЕ СЛАБЫМ ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В.Д.Горобченко, И.И.Лукашевич, В.В.Скляровский,  
К.Ф.Цицкишили, Н.И.Филиппов

В последние годы эффект Мёссбауэра все чаще используется для исследования сверхтонкой структуры (СТС) ядерных уровней в парамагнитных веществах с достаточно большими временами релаксации электронного спина. Возможность успешного применения эффекта Мёссбауэра для этой цели была впервые установлена в работе А.М.Афанасьева и Ю.М.Кагана [1]. Исследование СТС в парамагнетиках позволяет в принципе изучать поведение спин-решеточной релаксации в зависимости от температуры, делать заключение о характере спин-спиновой релаксации, а также получать полезную информацию о кристаллическом окружении и валентном состоянии парамагнитного иона. Сложность СТС в парамагнетиках часто в значительной степени затрудняет извлечение нужной информации из экспериментально измеренных спектров.

Существует, однако, класс интересных явлений, предсказанных А.М.Афанасьевым и Ю.М.Каганом [2], которые значительно облегчают решение поставленных выше задач, и, кроме того, представляют большой самостоятельный интерес для исследования. Прежде всего, мы имеем в виду эффект стабилизации СТС в парамагнетиках внешним магнитным полем.

Как это было показано в работе [2], СТС чувствительна не только к времени релаксации электронного спина парамагнитного иона, но и в ряде случаев к очень слабым внешним магнитным полям, действующим на него. Причина такой чувствительности обусловлена тем, что в слабом поле состояния, между которыми в парамагнитном ионе происходит ядерный переход, являются не чисто ядерными, а смешанными ядерно-электронными, и поэтому при переходе меняется не только состояние ядра, но и состояние электронной оболочки. Если ион находится в магнитном поле  $H$ , то это, в свою очередь, приводит к тому, что уровни, между которыми происходит переход, сдвигаются на величину  $\sim \mu_B H$ , где  $\mu_B$  — магнетон Бора. (Заметим, что для ядра  $\text{Fe}^{57}$  этот сдвиг будет порядка 1,34 естественных ширин при  $H = 1$  э). Поэтому достаточно небольших магнитных полей (для  $\text{Fe}^{57}$  — порядка нескольки-

ких эрстед), чтобы заметно изменить, а в случае хаотически распределенных полей – полностью размыть СТС.

С другой стороны, если внешнее магнитное поле не слишком мало, так что величина его взаимодействия со спином оболочки гораздо больше константы сверхтонкого взаимодействия (заметим, что в данном случае речь идет о полях всего лишь порядка сотен эрстед), то мёссбауэровские переходы снова становятся чисто ядерными. Это обусловлено тем, что теперь состояния иона, между которыми происходит переход, являются произведениями чисто ядерных состояний на чисто электронные, а существующие правила отбора для ядерного перехода сами по себе не предусматривают изменения электронного состояния. Поэтому те спектры СТС, которые в отсутствии внешнего магнитного поля замыкались слабыми внутренними полями от paramagnитных примесей (или же рассеянными внешними магнитными полями) при наложении внешнего сравнительно небольшого магнитного поля должны приобрести четкую структуру, хотя и отличную, вообще говоря, от той структуры, которая ожидается для случая, когда  $H$  строго равно нулю.

Нами была поставлена задача обнаружения этого эффекта. В качестве исследуемого образца, служившего поглотителем, был выбран корунд  $\alpha - \text{Al}_2\text{O}_3$ , содержащий в качестве примеси 0,2 вес.%  $\text{Fe}^{3+}$ , обогащенного до 60% изотопом  $\text{Fe}^{57}$ . Радиоактивным источником являлся  $\text{Co}^{57}$  в  $\text{Pd}$ . Использовался поликристаллический образец, так как в работе [2] было показано, что эффект стабилизации имеет место и для поликристаллов.

Как известно, примесный ион  $\text{Fe}^{3+}$  в корунде находится в высокоспиновом состоянии ( $S = 5/2$ ). Кристаллическое поле в месте расположения иона имеет симметрию, близкую к аксиальной. Основной терм иона  $\text{Fe}^{3+}$  расщепляется на три крамерсовских дублета, собственные функции каждого из которых представляют собой равновероятные смеси из состояний с проекциями спина, соответственно,  $S_z = \pm 1/2; \pm 3/2; \pm 5/2$ . Поэтому можно говорить о дублетах  $(\pm 1/2)$ ,  $(\pm 3/2)$  и  $(\pm 5/2)$ .

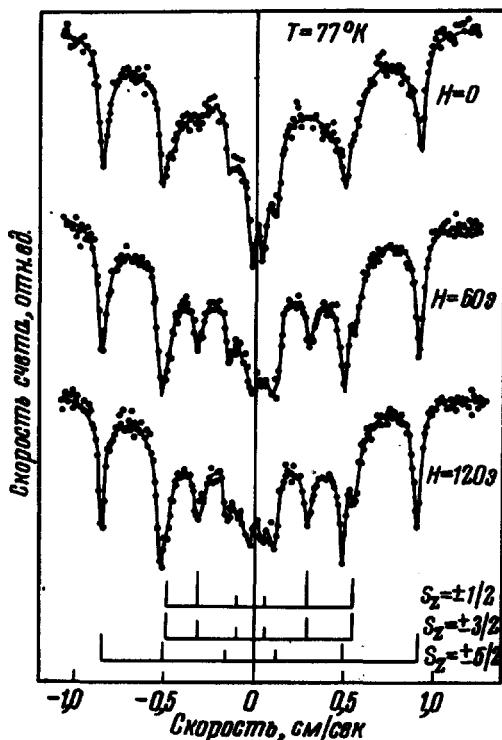
#### Сверхтонкое взаимодействие

$$\chi = AIS + P[\frac{I_z^2}{3} - \frac{1}{3}I(I+1)]$$

оказывается резко анизотропным для дублетов  $(\pm 3/2)$  и  $(\pm 5/2)$ , поэтому согласно результатам работы [2] СТС, соответствующая этим дублетам, слабо чувствительна к магнитным полям, действующим на ион.

Структуры, обусловленные состояниями иона  $\text{Fe}^{3+}$  с  $S_z = \pm 3/2$ ,  $\pm 5/2$ , были обнаружены в аналогичном образце еще Верхеймом и Ремейкой [3], в спектрах которых, однако, полностью отсутствовала ожидавшаяся СТС, соответствующая дублету  $(\pm 1/2)$ . Причина этого теперь становится совершенно очевидной — сверхтонкое взаимодействие для ионов в состоянии с  $S_z = \pm 1/2$  не является резко анизотропным и соответствующая СТС размывается слабыми магнитными полями.

Поэтому мы ожидали получить линии от дублета  $(\pm 1/2)$ , наложив стабилизирующее внешнее магнитное поле. На рисунке приведены три спектра, снятых при  $T = 77^\circ\text{K}$  в полях  $H = 4$ ,  $60$  и  $120$  э. Внизу стрелками показаны положения линий, соответствующих дублетам  $(\pm 5/2)$ ,  $(\pm 3/2)$  и дублету  $(\pm 1/2)$  в условиях стабилизации.



Стабилизация СТС мёссбауэровской линии ядер  $\text{Fe}^{57}$  в корунде внешним магнитным полем. ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k}_\gamma$ )

Как видно из рисунка, при наложении поля появляются две четкие линии, положения которых точно соответствуют положениям наиболее интенсивных линий предсказанной А.М.Афанасьевым и Ю.М.Каганом стабилизированной структуры от дублета  $(\pm 1/2)$ . Существенным здесь яв-

ляется также то, что весь спектр в целом становится более резким и четким. Это значительно облегчает его расшифровку.

Полученные результаты показывают, что расстояния между внешними линиями спектров соответствуют сверхтонкому полю на ядре  $^{54}\text{Fe} \pm 3 \text{ кэ}$ , и что квадрупольное взаимодействие  $e^2 qQ = 4P \approx 0,09 \text{ см/сек}$ . Эти величины хорошо согласуются с данными работы [3].

В связи с большими преимуществами, которые дает метод изучения СТС в парамагнетиках при наложении стабилизирующего поля, нами проводятся сейчас такие исследования в широком интервале температур с целью выявления характера спин-решеточной релаксации, а также в широком интервале концентраций примесных ионов  $\text{Fe}^{3+}$  для изучения спин-спиновой релаксации.

Большой интерес представляет также исследование монокристаллических образцов, которое позволит получить детальные сведения о структуре кристаллического окружения (в частности, почувствовать, очень небольшие отклонения от аксиальной симметрии), а также проверить эффект зависимости положений линий стабилизированного спектра от направления внешнего магнитного поля относительно осей кристаллической симметрии.

Авторы благодарят А.М.Афанасьева и Ю.М.Кагана за предоставленную возможность ознакомиться с работой [2] до ее опубликования, что стимулировало постановку этого эксперимента, а также признательны М.Л.Мельману за изготовление образцов.

Поступило в редакцию  
23 сентября 1968 г.

### Литература

- [1] А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган. ЖЭТФ, 45, 1660, 1963.
- [2] А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган. Письма ЖЭТФ, 8, 620, 1968.
- [3] G. K. Wertheim, J. P. Remeika. Phys. Lett., 10, 14, 1964.