

Сравнение с результатами работ [2—4, 8] показывает, что КСМ в лазере на красителе в отличие от лазеров на других активных средах (твердотельных [2—4] или газовых [8]) возможна лишь в специальных резонаторах, обеспечивающих разрежение спектра генерации. Отличительной особенностью по сравнению с твердотельными лазерами является малое время установления режима КСМ. Несмотря на большие различия в параметрах активных сред (ширина и характер линии люминесценции, времена релаксации, механизм возникновения инверсной населенности и пр.), границы области существования режима КСМ близки по параметру ν .

Таким образом, рассмотренный способ синхронизации мод отличается простой реализацией и позволяет получать СКИ в лазерах на красителях при перестройке частоты излучения в достаточно широком диапазоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. М., 1981. [2] Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М. // Письма в ЖТФ. 1977. 3, № 3. С. 126—129. [3] Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1980. 21, № 1. С. 82—85. [4] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Сидоров В. А. // Письма в ЖТФ. 1980. 6, № 12. С. 733—736. [5] Корниенко Л. С., Ларионов Е. Г., Сидоров В. А. // Квант. электроника. 1980. 7, № 6. С. 1213—1218. [6] Toyokatsu Miyahita // Japan J. Appl. Phys. 1984. 23, № 2. P. 197—199. [7] Справочник по лазерам / Под ред. А. М. Прохорова. М., 1978. Т. 2. [8] Vambini A., Burlamacchi P. // J. Appl. Phys. 1968. 39, N 10. P. 4864—4865.

Поступила в редакцию
24.10.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.622.5

МАГНИТНЫЕ И МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НОВЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ $RFeGe_2O_7$ ($R=La-Gd$)

Б. В. Милль, З. А. Казей, С. И. Рейман, С. А. Тамазян, Ф. Д. Хамдамов,
Л. Ю. Быкова

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В синтезированных соединениях $LaAlGe_2O_7$, $NdAlGe_2O_7$ и $NdGaGe_2O_7$ (пр. гр. $P2_1/m$, $Z=4$) [1] редкоземельные (РЗ) ионы занимают позиции с координационным числом (к. ч.) 9 (трехшапочные тригональные призмы), ионы Al^{3+} и Ga^{3+} находятся в тригональных бипирамидах (к. ч. 5), ионы Ge^{4+} — в кислородных тетраэдрах, объединенных в диортогруппы $[Ge_2O_7]$. Наши исследования показали, что такие германаты образуются с РЗ ионами от La^{3+} до Dy^{3+} . В данной работе сообщается о получении аналогичных соединений с Fe^{3+} — $RFeGe_2O_7$ ($R=La-Gd$) и изучении их магнетизма с помощью измерения магнитных и упругих свойств и техники ЯГР.

Рентгеновски однофазные образцы для исследований приготовлены твердофазным синтезом из оксидов при $1200^\circ C$. Параметры моноклинной ячейки соединений и рассчитанные плотности приведены в таблице. Образцы для мёссбауэровских исследований обогащены ^{57}Fe до 10%.

При комнатной температуре мёссбауэровские спектры ^{57}Fe для всех $RFeGe_2O_7$ имеют форму квадрупольного дублета (рис. 1, а) с близкими параметрами. Изомерный сдвиг относительно нитропрусида натрия $\delta = (0,57 \pm 0,01)$ мм/с, квадрупольное расщепление Δ монотонно увеличивается от $(1,03 \pm 0,02)$ мм/с для $LaFeGe_2O_7$ до $(1,19 \pm 0,02)$ мм/с для $GdFeGe_2O_7$. Величина изомерного сдвига соответствует Fe^{3+} в оксидных соединениях и лежит между значениями δ для Fe^{3+} в октаэдрических и тетраэдрических позициях ферритов-гранатов [2]. Большая величина Δ свидетельствует о значительном градиенте электрического поля в месте нахождения ядра ^{57}Fe , сравнимом с градиентом поля для тетраэдрических позиций в ферритах-гранатах.

В области $T=7-9$ К в спектрах ^{57}Fe в соединениях $RFeGe_2O_7$ ($R=La, Sm, Eu, Gd$) появляется сверхтонкая (СТ) структура в виде зеемановского секстета, свиде-

Рентгенографические и магнитные характеристики соединений RFeGe₂O₇

Соединение	Параметры элементарной ячейки				d_{x^2} , г/см ³	T_N , К (±0,5)	$-\theta_p$, К (±1)	$\mu_{эфф}$, μ _B	$B_{ст}$, кЭ (±10)
	a , Å (±0,01)	b , Å (±0,01)	c , Å (±0,01)	β , ° (±0,2)					
LaFeGe ₂ O ₇	7,32	6,66	13,07	117,4	5,31	7	37	6,0	392
PrFeGe ₂ O ₇	7,27	6,62	13,03	117,4	5,41	4,5	24	6,8	—
NdFeGe ₂ O ₇	7,22	6,60	12,96	117,3	5,53	4,5	24	6,7	—
SmFeGe ₂ O ₇	7,18	6,59	12,93	117,3	5,66	6,5	45	6,6	465
EuFeGe ₂ O ₇	7,16	6,58	12,88	117,4	5,73	6,5	46	6,8	380
GdFeGe ₂ O ₇	7,14	6,57	12,81	117,4	5,85	8,5	10	9,3	497

тельствующая о магнитном упорядочении. Для соединений с La, Sm, Eu линии секстета сильно уширены при 5 К (рис. 1, а), что указывает на релаксацию магнитного момента ⁵⁷Fe³⁺, и только в случае GdFeGe₂O₇ спектры при T < 8 К представляют собой зеемановский секстет с узкими линиями (рис. 1, б). Причины такого различия в настоящее время не ясны. Для PrFeGe₂O₇ и NdFeGe₂O₇ температура магнитного упорядочения T_N < 5 К, так как при 5 К спектр ⁵⁷Fe³⁺ сохраняет дублетную форму (у PrFeGe₂O₇ линии несколько уширены).

Из мёссбауэровских спектров RFeGe₂O₇ (R=La, Sm, Eu, Gd) при 5 К определены изомерный сдвиг δ, квадрупольное расщепление Δ и величина СТ магнитного поля B_{ст} (см. таблицу). Для всех соединений δ = (0,70 ± 0,04) мм/с. Величина B_{ст} при 5 К для GdFeGe₂O₇ находится между значениями B_{ст} для Fe³⁺ в октаэдрическом и тетраэдрическом окружениях в ферритах-гранатах [2]. Пониженное значение (B_{ст}) для остальных соединений, по-видимому, объясняется релаксационными эффектами, так как из-за флуктуаций магнитного момента вблизи T_N величина B_{ст} уменьшается за счет усреднения по направлению. Эти же эффекты приводят к уширению резонансных линий. Величина Δ при 5 К надежно определяется только для GbFeGe₂O₇; Δ = (0,41 ± 0,05) мм/с, что почти вдвое меньше, чем при 293 К. Так как величина градиента электрического поля практически не зависит от температуры, уменьшение Δ связано с отклонением главной оси тензора градиента поля от направления СТ магнитного поля. В приближении аксиальной симметрии с учетом множителя (3cos²θ - 1)/2

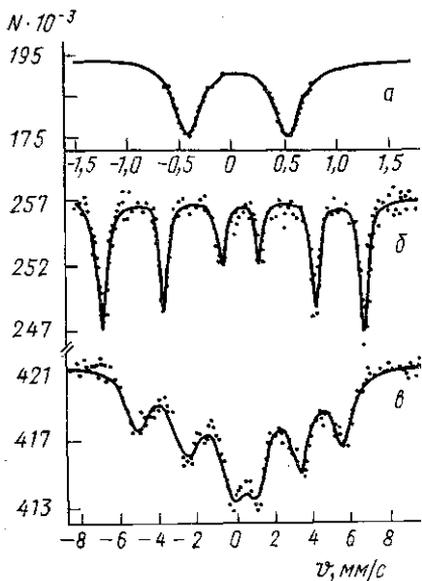


Рис. 1. Мёссбауэровские спектры ⁵⁷Fe в GdFeGe₂O₇ при 293 (а) и 5 К (б) и LaFeGe₂O₇ при 5 К (г). Точки — эксперимент, сплошная кривая — аппроксимация МНК линиями лоренцевой формы

в гамильтонiane СТ взаимодействия можно оценить угол между ними: θ ≅ 48°.

С целью выяснения характера магнитного упорядочения и оценки величин обменных взаимодействий Fe³⁺ — Fe³⁺, Fe³⁺ — R³⁺ и R³⁺ — R³⁺ в RFeGe₂O₇ исследованы магнитные свойства этих соединений. Магнитную восприимчивость и намагниченность измеряли на вибромагнитометре со сверхпроводящим соленоидом в полях до 60 кЭ.

Намагниченность LaFeGe₂O₇, содержащего один сорт магнитных ионов Fe³⁺, линейно зависит от H при всех исследованных температурах, а магнитный момент на молекулу при 4,2 К в поле 60 кЭ составляет ~1,2 μ, что свидетельствует о существовании антиферромагнитных взаимодействий Fe³⁺ — Fe³⁺. Температурная зависимость обратной молярной восприимчивости χ_m⁻¹ для LaFeGe₂O₇, как видно из рис. 2, а, обнаруживает небольшой излом при T_N ≅ 7 К. При T > T_N восприимчивость следует закону Кюри—Вейса с парамагнитной температурой θ_p = -37 К и эффективным магнитным моментом μ_{эфф} = 6,0 μ_B. Это соответствует моменту Fe³⁺: μ_{эфф}^{теор} = gμ_B

$\sqrt{S(S+1)} = 5,92 \mu_B$. Соединение $GdGaGe_2O_7$, содержащее только магнитные ионы Gd^{3+} , остается парамагнитным вплоть до 4,2 К. Магнитная восприимчивость этого образца при 4,2 К на полтора порядка больше и следует закону Кюри—Вейса при $T < 20$ К с $\theta_p = 0$ К и $\mu_{эфф} = 8,2 \mu_B$ ($\mu_{эфф}^{теор} = 7,94 \mu_B$). Это показывает, что обменное взаимодействие $R^{3+}-R^{3+}$ в $RFeGe_2O_7$ существенно меньше взаимодействия $Fe^{3+}-Fe^{3+}$.

Исследование магнитных свойств соединений, содержащих кроме Fe^{3+} магнитные РЗ ионы, показывает, что в них помимо взаимодействия $Fe^{3+}-Fe^{3+}$ имеется сравнимое по величине антиферромагнитное взаимодействие $Fe^{3+}-R^{3+}$. Магнитный

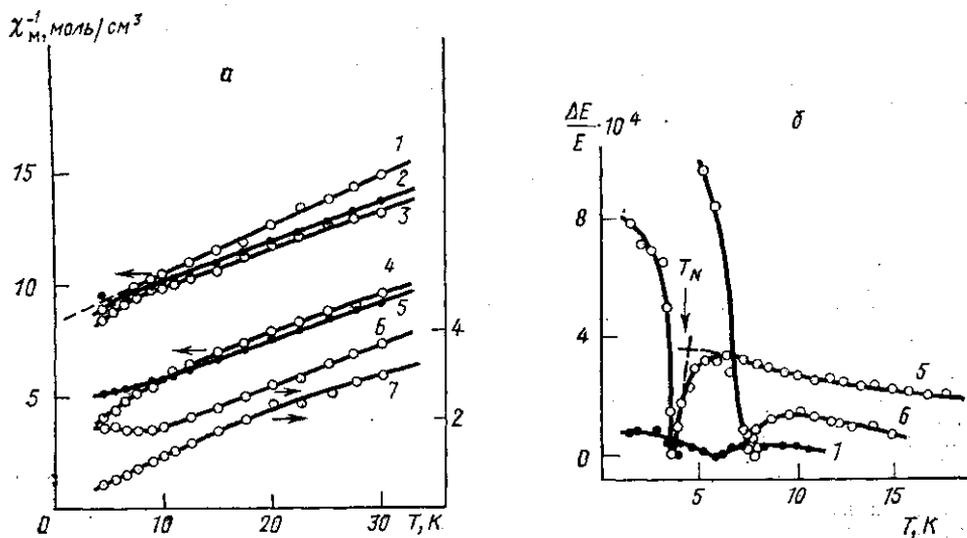


Рис. 2. Температурные зависимости обратной молярной восприимчивости χ_m^{-1} (а) и модуля Юнга $\Delta E/E$ (б) для $RFeGe_2O_7$ (1 — La, 2 — Sm, 3 — Eu, 4 — Nd, 5 — Pr, 6 — Gd) и $GdGaGe_2O_7$ (7)

момент $RFeGe_2O_7$ при 4,2 К в поле 60 кЭ существенно меньше магнитного момента насыщения. Зависимости $\chi_m^{-1}(T)$ при $T > 10$ К следуют закону Кюри—Вейса (а не закону Нееля, как следовало бы ожидать для магнетика с неэквивалентными магнитными ионами), причем θ_p меняются от -46 К для $EuFeGe_2O_7$ до -9 К для $GdFeGe_2O_7$ (см. таблицу). При $T < 10$ К зависимости χ^{-1} для $RFeGe_2O_7$ отклоняются от линейных и имеют слабо выраженные аномалии, не позволяющие надежно определить температуру упорядочения T_N .

Отметим, что при 4,2 К величины χ для $RFeGe_2O_7$ с магнитными РЗ ионами и $LaFeGe_2O_7$ сравнимы (отличаются в 2—4 раза). Это означает, что R^{3+} -подрешетка связана антиферромагнитно за счет $Fe^{3+}-R^{3+}$ взаимодействия. Если бы последнее было пренебрежимо мало по сравнению с $Fe^{3+}-Fe^{3+}$ взаимодействием, R^{3+} -подрешетка оставалась бы парамагнитной, давая определяющий вклад в магнитную восприимчивость при низких температурах. При этом величина χ была бы существенно больше, как в случае $GdGaGe_2O_7$, где Gd-подрешетка является парамагнитной.

С целью определения температуры магнитного упорядочения соединений $RFeGe_2O_7$ были проведены измерения модуля Юнга E методом составного вибратора (рис. 2, б). Зависимости $E(T)$ исследованных образцов обнаруживают аномалии, характерные для фазового перехода II рода парамагнитная—антиферромагнитная фаза. Температуры T_N , определенные по аномалиям E (см. рис. 2, б) и из мессбауэровских измерений (см. таблицу), согласуются между собой. Вклад в E за счет магнитного упорядочения Fe^{3+} -подрешетки в $LaFeGe_2O_7$ на порядок меньше, чем в соединениях с магнитными РЗ ионами. Это объясняется, по-видимому, тем, что взаимодействие $Fe^{3+}-Fe^{3+}$ и $Fe^{3+}-R^{3+}$ сравнимы. В этом случае упорядочение Fe^{3+} -подрешетки сопровождается возникновением эффективного обменного поля на РЗ ионах, дающих за счет большого магнитоупругого взаимодействия основной вклад в аномалию E при упорядочении.

Таким образом, установлено, что в соединениях $RFeGe_2O_7$ с легкими РЗ ионами при температурах 5—9 К наблюдается одновременное антиферромагнитное упорядо-

чение Fe^{3+} и R^{3+} ионов. Представляет интерес дальнейшее изучение этих соединений, прежде всего спиновых структур, с помощью дифракции нейтронов.

Авторы выражают благодарность В. И. Соколову за проявленный интерес и полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Jarchow O., Klaska K.-H., Schenk-Strauß H. // Z. Krist. 1985. 172, N 3—4. P. 159—166. [2] Любутин И. С. // Физика и химия ферритов / Под ред. К. П. Белова и Ю. Д. Третьякова. М., 1973. С. 68—97.

Поступила в редакцию
16.09.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 23, № 4

УДК 537.226.33

ВЛИЯНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ И СПОНТАННУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ КРИСТАЛЛОВ ДИГЛИЦИННИТРАТА

Б. А. Струков, З. В. Савилова, С. А. Тараскин

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Кристаллы диглициннитрата $(NH_2CH_2COOH)_2HNO_3$ (ДГН) при $T=206,5$ К испытывают фазовый переход второго рода типа «порядок—беспорядок» с изменением симметрии $2/m \rightarrow m$ [1, 2]. Физические свойства в области фазового перехода удовлетворительно следуют теории Ландау [3—5]. Характерной особенностью диэлектрической проницаемости является большой доменный вклад в полярной фазе [3, 4]. В настоящей работе исследовались температурные зависимости теплоемкости, диэлектрической проницаемости и спонтанной поляризации γ -облученных кристаллов ДГН. Методика измерений аналогична использованной в работах [4, 5]. Облучение кристаллов проводилось при комнатной температуре.

Кривая теплоемкости для чистого кристалла имеет типичный λ -пик с избыточной теплоемкостью в интервале $90 \div 206,5$ К [4]. При $T_K=206,5$ К наблюдается скачок теплоемкости. Воздействие γ -излучения приводит к следующим эффектам: 1) размытию фронта скачка теплоемкости и уменьшению его высоты; 2) понижению температуры фазового перехода T_K ; 3) уменьшению избыточной энергии фазового перехода, рассчитанной по формуле

$$\Delta Q = \int_0^{\infty} (c_p(T) - c_{рег}(T)) dT, \quad (1)$$

где c_p — теплоемкость при постоянном давлении, $c_{рег}$ — регулярная часть теплоемкости.

Скорость уменьшения T_K с ростом дозы облучения D от 1 до 10 МР снижалась от 0,5 до 0,1 К/МР. При больших дозах T_K стабилизировалась, затем вновь начинала повышаться (рис. 1). Следует отметить, что в кристаллах триглицинсульфата (ТГС), имеющего фазовый переход при $T_K=322$ К, с ростом дозы происходило понижение T_K линейно со скоростью 1—2 К/МР [6] и при дозе 30 МР спонтанная поляризация исчезала. Таким образом, изменение температуры фазового перехода в кристаллах ДГН, облученных при комнатной температуре, имеет более слабую дозовую зависимость, чем в кристаллах ТГС.

Дозовые зависимости величины $\Delta Q/\Delta Q_0$ (ΔQ_0 — энергия фазового перехода необлученного кристалла) для двух различных интенсивностей потока излучения изображены на рис. 2. При $I=450$ Р/с доза облучения накапливалась постепенно, при $I=650$ Р/с исследовалось влияние больших разовых доз. Видно, что при большей интенсивности излучения ΔQ изменяется сильнее.

Предполагалось, что при облучении кристаллов ДГН при комнатной температуре (в параэлектрической фазе) в образце создаются хаотически ориентированные дефекты [7]. Сравнение с данными для кристаллов с поляризованными дефектами (кристаллы ТГС, облученные в сегнетофазе [6]) показывает, что одинаковому смещению T_K соответствует примерно одинаковое размытие области фазового перехода. Поскольку структуры ДГН и ТГС сходны, то можно предполагать, что для обоих кристаллов смещение T_K одинаковым образом зависит от концентрации дефектов. Поэтому образующиеся в кристаллах ДГН при облучении в парафазе дефекты нель-