

## Механизмы уширения спектра ЭПР в $Pb_5Ge_3O_{11}$ вблизи структурного перехода

© В.А. Важенин, Е.Л. Румянцев, М.Ю. Артемов, К.М. Стариченко

Научно-исследовательский институт физики и прикладной математики при Уральском государственном университете, 620083 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 8 июля 1997 г.)

Полярная угловая зависимость аномальной ширины линии трех ЭПР-переходов тригонального центра  $Gd^{3+}$  использована для определения механизма уширения. Показано, что доминирующим механизмом уширения ЭПР-сигналов  $Gd^{3+}$  вблизи сегнетоэлектрического перехода является критически возрастающий разброс параметров  $b_{21}$  и  $c_{21}$ , обусловленный нечетными полями далеких зарядокомпенсирующих дефектов.

1. Германат свинца (ГС)  $Pb_5Ge_3O_{11}$  при температуре 450 К претерпевает сегнетоэлектрический фазовый переход  $P3(C_3^1) \leftrightarrow P\bar{6}(C_{3h}^1)$  [1]. Особенностью ГС является то, что в сегнетофазе у него появляется естественная оптическая активность, величина которой линейно связана со спонтанной поляризацией. Температурное поведение спонтанной поляризации  $P_c$ , диэлектрической проницаемости, оптической активности и других параметров ГС [2–8] демонстрирует дополнительные аномалии, приводящие исследователей к выводу о существовании других структурных превращений.

В [9,10] при анализе колебаний решетки ГС было показано, что замораживанием инфракрасно активной моды, порождающей спонтанную поляризацию, получить структуру сегнетофазы без дополнительных искажений нельзя. Для описания температурного поведения ГС в этих работах предложена последовательность структурных переходов (предполагается, что группа симметрии парафазы  $P\bar{6}2m(D_{3h}^3)$ ), в частности, с параметром порядка, преобразующимся как аксиальный вектор.

2. Монокристаллы ГС, легированные гадолинием, обнаруживают при комнатной температуре спектр ЭПР тригонального ( $C_3$ ) центра  $Gd^{3+}$ , группа симметрии которого выше сегнетоэлектрического перехода становится  $C_{3h}$ . В связи с наличием в спиновом гамильтониане параметров  $d_{43}$  и  $b_{63}$  ( $b_{63}$  очень мал), линейно связанных (в пренебрежении высшими нечетными степенями) с поляризацией  $P$ , наблюдается расщепление спектра ЭПР, обусловленное существованием двух типов доменов и имеющее максимальное значение в магнитном поле  $B$ , расположенном в плоскости  $zx$  ( $z||C_3, x\perp$  грани роста). В  $zy$ -плоскости расщепление отсутствует [11,12].

При  $\theta \neq 0, 90^\circ$  ( $\theta$  — полярный угол  $B$ ) все переходы тригонального центра демонстрируют уширение в широкой области температур вокруг сегнетоперехода (рис. 1) [13]. За ширину линии  $\Delta B_{pp}$  принимается расстояние между экстремумами первой производной сигнала поглощения. Анализ формы линии затруднен из-за наличия большого количества локально компенсированных триклинных центров  $Cd^{3+}$ , сигналы которых располагаются на крыльях переходов тригонального центра [14]. Удалось лишь установить, что вблизи фазового перехода форма линии представляет собой смесь гаусси-

ана с лоренцианом, тогда как вдали от  $T_c$  центральная часть линии — лоренциан, а крылья спадают быстрее. Измерения температурной зависимости ширины линии ЭПР велись на монокристаллических образцах, чтобы избежать перекрытия сигналов от различных доменов вблизи сегнетоперехода.

В противовес поведению тригонального центра  $Gd^{3+}$  аксиальный центр  $Mn^{2+}$ , наблюдаемый в легированных марганцем кристаллах и локализуемый, как и  $Gd^{3+}$ , в тригональных позициях ГС, не демонстрирует доменного расщепления ( $b_{43} = 0$ ) [15], а также уширения линии ЭПР в окрестности структурного перехода.

Результаты измерений полярной угловой зависимости ширины линии трех переходов тригональных центров  $Gd^{3+}$  в плоскости  $zx$  при температуре 453 К (т.е. в парафазе) приведены на рис. 2. Характер этих зависимостей сохраняется в диапазоне порядка  $10^\circ$  вокруг сегнетоперехода. На рис. 3 приведено угловое поведение аномальной части ширины линии двух ЭПР-переходов при 458 К, полученное в результате измерения температурной зависимости ширины при нескольких ориентациях

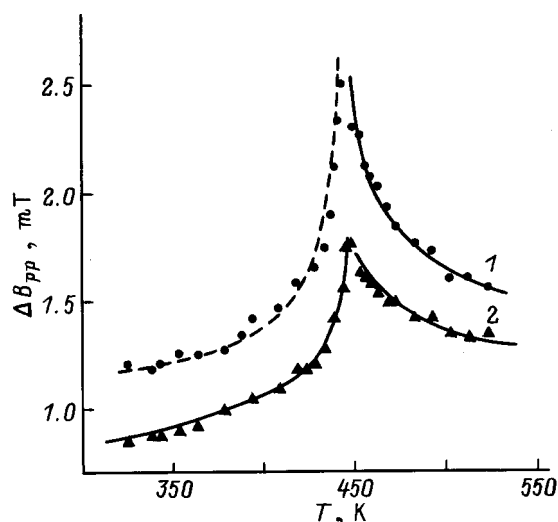
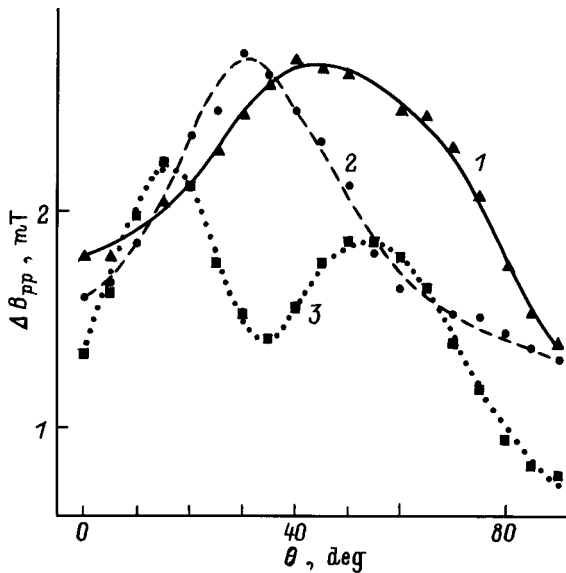
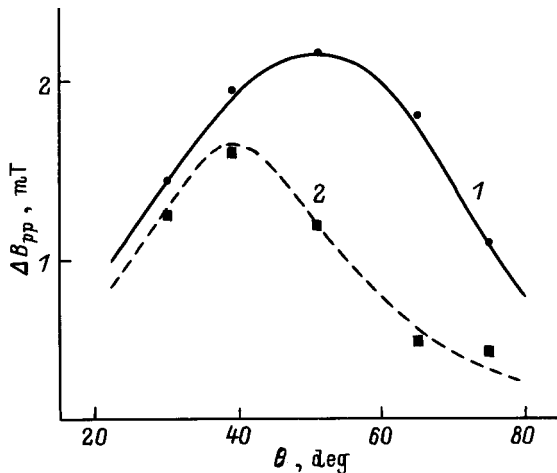


Рис. 1. Температурное поведение ширины линии ЭПР тригонального центра  $Gd^{3+}$  в окрестности сегнетоэлектрического перехода (переход  $3 \leftrightarrow 4$ , нумерация уровней снизу вверх,  $\theta = 75^\circ, \varphi = 0^\circ$ ). 1 — 0.1%  $Gd_2O_3$ , 2 — 0.01%  $Gd_2O_3$ .



**Рис. 2.** Угловая зависимость ширины линии в плоскости  $zx$  ( $T = 453$  К,  $0.1\%$   $Gd_2O_3$ ). 1 — переход  $3 \leftrightarrow 4$ , 2 — переход  $5 \leftrightarrow 6$ , 3 — переход  $4 \leftrightarrow 5$ .



**Рис. 3.** Угловое поведение аномальной части ширины линии в плоскости  $zx$  ( $T = 458$  К,  $0.02\%$   $Gd_2O_3$ ). 1 — переход  $3 \leftrightarrow 4$ , 2 — переход  $5 \leftrightarrow 6$ .

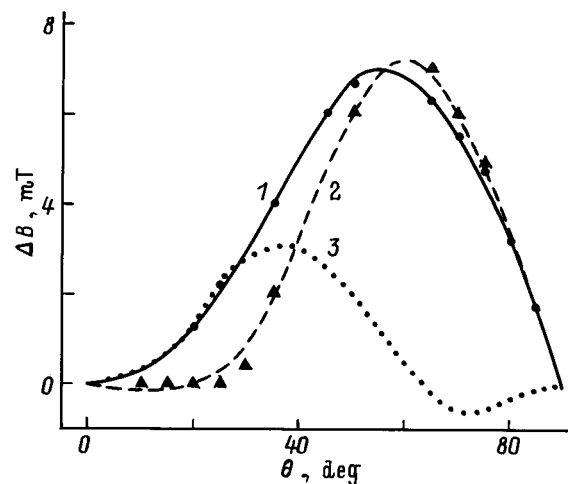
магнитного поля и вычитания из нее "фоновой" ширины, интерполированной в область фазового перехода. На наш взгляд, результаты, приведенные на рис. 2 и 3, качественно согласуются (относительное расположение экстремумов ширины линии различных переходов), особенно если учесть возможность угловой зависимости не критической ширины линии и определенный произвол в оценке "фона". Различное и нетривиальное угловое поведение ширины линии исследуемых ЭПР-переходов может быть использовано, по нашему мнению, для поиска механизма формирования аномальной ширины линии в ГС.

3. Большой температурный интервал существования аномального уширения ЭПР-сигналов центров  $Gd^{3+}$ ,

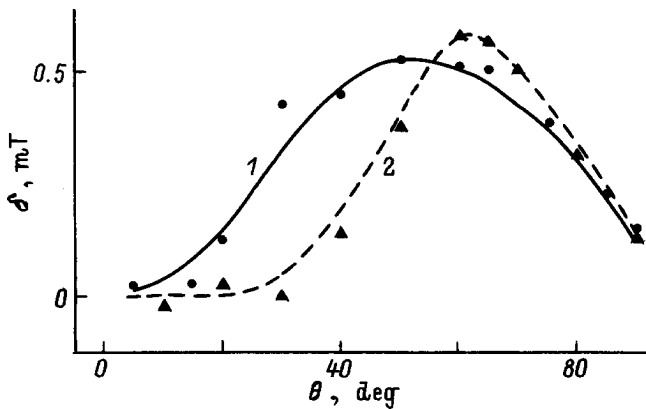
а также поведение формы линии (увеличение вклада гауссиана вблизи перехода) свидетельствуют в пользу статического механизма формирования дополнительной ширины, например разброса величины поляризации за счет дефектности кристалла, возрастающего к сегнетопереходу в результате увеличения поляризуемости и приводящего ко все большей модуляции  $b_{43}$ .

Аргументом в пользу такого предположения является и отсутствие в районе структурного перехода уширения ЭПР-сигналов спектра  $Mn^{2+}$ , линейная зависимость положений которых от поляризации отсутствует. В случае такого механизма уширения следует ожидать одинакового поведения угловых зависимостей ширины линии и доменного расщепления, так как их угловое поведение определяется  $\frac{\partial B_{res}}{\partial P}(\theta) \sim \frac{\partial B_{res}}{\partial b_{43}}(\theta)$ , что и наблюдалось в [16,17], при исследовании аксиального центра  $Fe^{3+}$  — вакансии  $O^{2-}$  в  $SrTiO_3$ .

На рис. 4 представлены расчетная (компьютерная диагонализация матрицы спинового гамильтониана) и экспериментальная угловые зависимости доменного расщепления тех же, что и на рис. 2, переходов тригонального центра. Как видно, говорить о корреляции углового поведения ширины линии и доменного расщепления не приходится. Например, максимум доменного расщепления для перехода  $5 \leftrightarrow 6$  наблюдается при  $\theta \approx 60^\circ$ , тогда как ширина линии максимальна при  $\theta = 30-40^\circ$ , хотя для перехода  $3 \leftrightarrow 4$  угловое поведение ширины линии и доменного расщепления качественно похоже. Таким образом, объяснить угловую зависимость ширины сигналов ЭПР вблизи сегнетоэлектрического перехода модуляцией параметра  $b_{43}$  не представляется возможным. Такой же вывод следует из того факта, что угловая зависимость ширины сигналов в плоскости  $zy$ , где уширение линии за счет разброса  $b_{43}$  должно отсутствовать, качественно такая же, как в  $zx$ -плоскости.



**Рис. 4.** Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) угловые зависимости доменного расщепления в плоскости  $zx$  ( $T = 300$  К). 1 — переход  $3 \leftrightarrow 4$ , 2 — переход  $5 \leftrightarrow 6$ , 3 — переход  $4 \leftrightarrow 5$ .



**Рис. 5.** Вклад в ширину линии ЭПР  $\delta(\theta)$  в плоскости  $xz$ , обусловленный модуляцией  $b_{43}(P)$ . 1 — переход  $3 \leftrightarrow 4$ , 2 — переход  $5 \leftrightarrow 6$ .

На рис. 5 приведено поведение величины  $\delta(\theta) = \sqrt{\Delta B_{pp}^2(\theta, 0^\circ) - \Delta B_{pp}^2(\theta, 90^\circ)}$ , где  $\Delta B_{pp}(\theta, 90^\circ)$  и  $\Delta B_{pp}(\theta, 0^\circ)$  — угловые зависимости ширины линии, измеренные в плоскости  $zy$  и  $xz$  соответственно. Похожее поведение полученных кривых и зависимостей на рис. 4 свидетельствует о существовании при  $\varphi = 0^\circ$  вклада от модуляции  $b_{43}$  в ширину линии, но он не является доминирующим (см. масштабы вертикальной оси на рис. 4 и 5). Основной же вклад в аномальную ширину линии является, видимо, аксиально-симметричным.

Попробуем учесть тот факт, что зависимость параметров спинового гамильтониана от поляризации не исчерпывается линейной связью

$$b_{43} = cP, \quad c = 42 \text{ MHz} \cdot (\mu\text{C}/\text{cm}^2)^{-1}. \quad (1)$$

В [18] при исследовании полярной угловой зависимости сдвига сигналов ЭПР во внешнем электрическом поле  $E \parallel C_3$  в параэлектрической фазе было показано, что наблюдаемый эффект с хорошей точностью может быть описан выражением (1) и зависимостями

$$b_{20} = b_{20}(T) + aP^2, \quad a = -2.6 \text{ MHz} \cdot (\mu\text{C}/\text{cm}^2)^{-2}, \quad (2)$$

$$b_{40} = b_{40}(T) + bP^2, \quad b = 0.17 \text{ MHz} \cdot (\mu\text{C}/\text{cm}^2)^{-2}, \quad (3)$$

где  $P$  — индуцированная поляризация, коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  оценены из температурного поведения параметров спинового гамильтониана в предположении, что парафазные зависимости  $b_{20}(T)$  и  $b_{40}(T)$  в фазовом переходе особенностей не имеют (при комнатной температуре  $P_c = 4.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  [2]).

Угловые зависимости корня квадратного из второго момента, учитывающего вариации  $b_{20}$ ,  $b_{40}$  и  $b_{43}$  за счет разброса спонтанной поляризации (1, 2, 3), крайне мало отличаются от поведения угловых зависимостей доменного расщепления (рис. 4), что позволяет сделать вывод о невозможности объяснения наблюдаемого вблизи структурного перехода уширения линий ЭПР-разбросом  $z$ -компоненты поляризации.

Учет мозаичности кристалла малоинтересен, так как он не может привести к аномальному температурному поведению ширины линии.

Предположение разброса поперечных компонент поляризации (т. е. среднего квадрата параметра  $b_{22}$ ), оценка вклада которого в ширину линии облегчается при наличии результатов поперечного электрополевого эффекта [19], приводит к неактуальным полярным зависимостям. Кроме того, как и в случае с мозаичностью, трудно допустить возрастание этого вклада в сегнетоэлектрическом переходе.

4. В связи с тем что экспериментально наблюдалась слабая зависимость ширины линии вблизи структурного перехода от концентрации гадолиния (рис. 1), мы рассмотрели уширение ЭПР-переходов за счет спин-спинового взаимодействия парамагнитных центров через поле мягких фононов [20,21] вида [22]

$$R_{ij}(T, r_{ij}, \theta_{ij}) O_{43}^i O_{43}^j, \quad (4)$$

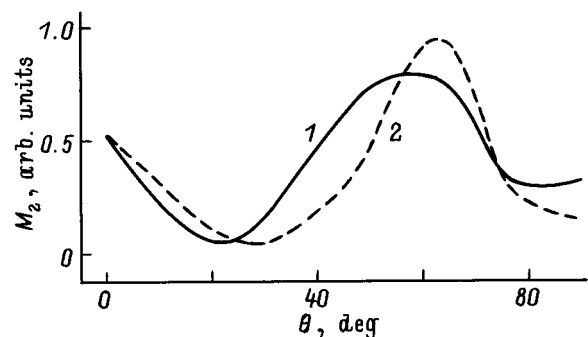
$$Q_{ij}(T, r_{ij}, \theta_{ij}) O_{20}^i O_{20}^j, \quad (5)$$

$$N_{ij}(T, r_{ij}, \theta_{ij}) O_{43}^i O_{20}^j, \quad (6)$$

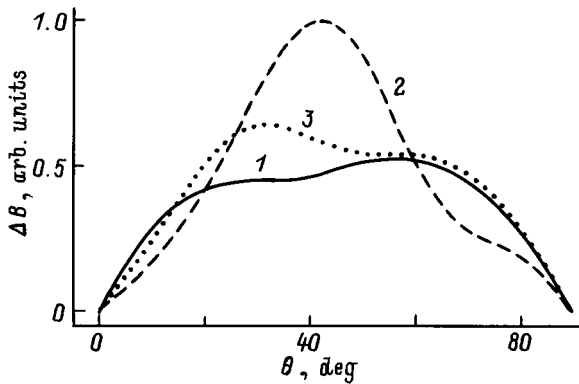
где  $R_{ij}(T, r_{ij}, \theta_{ij})$ ,  $Q_{ij}(T, r_{ij}, \theta)$ ,  $N_{ij}(T, r_{ij}, \theta_{ij})$  — параметры взаимодействия, зависящие от расстояния между ионами, угла между осью связи и  $C_3$ , а также аномально от температуры,  $O_{nm}^i$  и  $O_{nm}^j$  — операторы Стивенса на ионах  $i$  и  $j$ .

Угловые зависимости второго момента двух ЭПР-переходов за счет механизма (4) были получены в рамках теории Ван Флека, а также оценены в результате численной диагонализации матрицы 64 порядка для пары взаимодействующих ионов. Зависимости оказались близкими друг к другу и к поведению доменного расщепления (рис. 4, 6), но не коррелировали с экспериментальным поведением ширины линии (рис. 2). Угловые зависимости второго момента линии за счет механизмов (5), (6) были еще более далеки от наблюдаемых.

В [23] сообщалось о возможности объяснить угловую зависимость аномальной ширины линии ЭПР тригональных центров  $Gd^{3+}$  в ГС, допуская существование флуктуирующих недиагональных компонент  $g$ -тензора. Действительно, введение в гамильтониан членов  $g_{xz} \beta H_x S_z$



**Рис. 6.** Угловое поведение второго момента линии, обусловленного спин-спиновым взаимодействием типа (4). 1 — переход  $3 \leftrightarrow 4$ , 2 — переход  $5 \leftrightarrow 6$ .



**Рис. 7.** Сдвиг ЭПР-сигналов в зависимости от полярного угла  $\theta$  в результате учета  $g_{yz}$  и  $g_{zx}$ . 1 — переход  $3 \leftrightarrow 4$ , 2 — переход  $5 \leftrightarrow 6$ , 3 — переход  $4 \leftrightarrow 5$ .

и  $g_{yz}\beta H_y S_z$  (при этом  $g_{zx} = g_{zy} = 0$ ) приводит к сдвигу ЭПР-сигналов, угловая зависимость которого, показанная на рис. 7, в отличие от рассмотренных выше механизмов качественно описывает поведение ширины линии (рис. 2). Симметризация  $g$ -тензора ( $g_{zx} = g_{xz}$ ,  $g_{zy} = g_{yz}$ ) существенно изменяет угловые зависимости, делая их совершенно непохожими на наблюдаемые.

Недиагональные компоненты  $g$ -тензора могут возникнуть за счет спин-решеточного взаимодействия (в группе  $C_{3h}$ )

$$g_{xz} = G_1 e_{zx} + G_2 e_{zy}, \quad g_{yz} = G_1 e_{zy} - G_2 e_{zx}, \quad (7)$$

где  $G_i$  — компоненты тензора четвертого ранга, а  $e_{kl}$  — компоненты тензора деформации либо произведения компонент полярных или аксиальных векторов  $A_k A_l$ . Однако, поскольку  $g$ -тензор для ионов в  $S$ -состоянии обычно крайне слабо зависит от кристаллического окружения, а описание наблюдаемых зависимостей достаточно условно, трудно надеяться на то, что предлагаемый механизм является искомым.

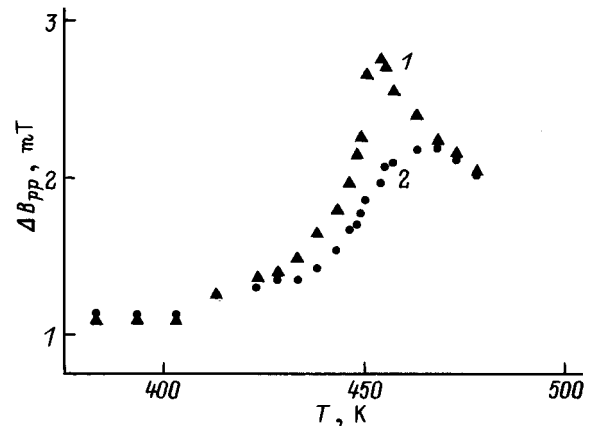
5. При исследовании влияния сильного электрического поля ( $E \parallel C_3$ ) на спектр ЭПР  $Gd^{3+}$  в районе сегнето-электрического перехода ГС было обнаружено заметное сужение сигналов в поле [18], которое связывалось с подавлением многофазности образца. Экспериментальные температурные зависимости ширины линии в поле 19 кВ/см и без поля приведены на рис. 8. Форма линии в присутствии поля становится ближе к лоренцевской. Малая протяженность зависимостей в область параэлектрической фазы связана с низкой электрической прочностью кристалла при этих температурах, обуславливающей конечное время жизни образцов. После электрического пробоя и снятия электрода в образце видны черные иглы, направленные вдоль  $C_3$  и имеющие на поверхности треугольное основание.

Угловое поведение аномальной ширины линии в присутствии внешнего поля в плоскостях  $zx$  и  $zy$  одинаково и подобно зависимостям, показанным на рис. 2, что свидетельствует о близости механизмов уширения

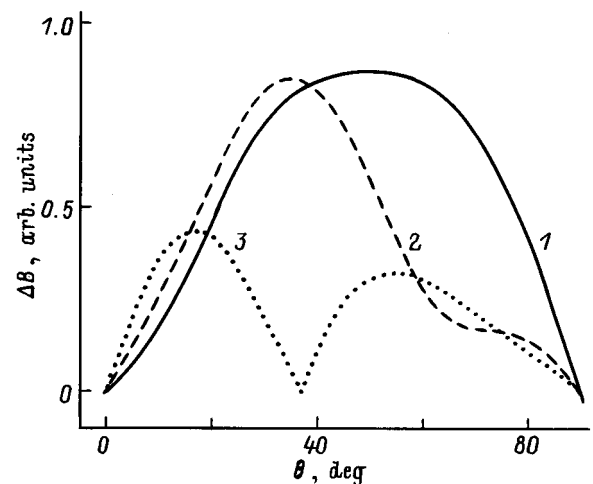
в поле и без поля. Вклад в уширение линии, связанный с многофазностью и подавляемый электрическим полем, можно объяснить высокой плотностью вблизи структурного перехода межфазных и доменных стенок, приводящих к произвольным деформационным полям на парамагнитных центрах. По аналогии с (7) можно получить выражения

$$b_{21} = F_1 e_{zx} + F_2 e_{zy}, \quad c_{21} = F_1 e_{zx} - F_2 e_{zy}, \quad (8)$$

связывающие параметры спинового гамильтониана  $b_{21}$  и  $c_{21}$  с компонентами тензора деформации  $e_{kl}$  и тензора спин-решеточного взаимодействия (в группе  $C_{3h}$ ). Естественно, что при понижении симметрии  $Gd^{3+}$  возникнут и другие низкосимметричные параметры разных рангов, однако  $b_{21}$  и  $c_{21}$  замечательны тем, что их вклад в угловую зависимость резонансных положений исследуемых переходов (рис. 9) в плоскостях  $zx$  и  $zy$  соответственно хорошо согласуется с угловым поведением ширины линии (рис. 2), т.е. и то, и другое



**Рис. 8.** Температурное поведение ширины линии при  $E = 0$  (1) и 19 кВ/см (2). Переход  $3 \leftrightarrow 4$ , низкополевая компонента доменного дублета,  $\theta = 63^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .



**Рис. 9.** Угловая зависимость в плоскости  $zx$  модуля сдвига сигнала ЭПР в результате учета  $b_{21}$ . 1 — переход  $3 \leftrightarrow 4$ , 2 — переход  $5 \leftrightarrow 6$ , 3 — переход  $4 \leftrightarrow 5$ .

описывается зависимостью  $\frac{\partial B_{res}}{\partial b_{21}}(\theta)$ . Таким образом, допущение существования и разброса параметров  $b_{21}$  и  $c_{21}$  или, согласно (8), недиагональных компонент тензора, имеющих место вблизи структурного перехода, позволяет объяснить вклад в аномальную ширину линии, исчезающий в сильном электрическом поле.

Как уже упоминалось в разделе 2, кроме тригональных центров  $Gd^{3+}$  в ГС наблюдается большое количество триклинных центров, низкая симметрия которых обусловлена локальной компенсацией избыточного заряда гадолиния междуузельными ионами хлора, кислорода, брома, находящимися на расстояниях порядка и меньше 1 nm. При понижении температуры вследствие уменьшения ширины линий на крыльях сигналов тригональных центров разрешается все большее количество индивидуальных линий [14]. Ионы-компенсаторы, занимая позиции с произвольными полярными и азимутальными углами, создают на парамагнитном ионе как продольные, так и поперечные поля, обуславливая слагаемые гамильтониана типа  $b_{21}O_{21} \sim p_z p_x$ ,  $c_{21}\Omega_{21} \sim p_z p_y$ , где  $p_i$  — компоненты локальной поляризации (см. (7) и (8)), которые дают сдвиги переходов с угловой зависимостью, представленной на рис. 9. Нет сомнения, что существует большое количество ионов  $Gd^{3+}$ , слабо взаимодействующих с более удаленными компенсаторами и поэтому вносящих неразрешимый экспериментально вклад в интенсивность тригонального спектра. Измерение температурной зависимости ширины линии после отжига образцов в хлорной атмосфере, приводящего к росту концентрации междуузельных ионов хлора, показало, что аномальная ширина возрастает сильнее, чем фоновая.

При приближении к сегнетоэлектрическому переходу  $p_z$ , индуцированная заряженным точечным дефектом, растет, и для  $\langle p_z^2 \rangle$  можно ожидать такое же температурное поведение, как для среднего квадрата флуктуаций поляризации [24],

$$\langle p_z^2 \rangle = 4kT\varepsilon/V, \quad (9)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $V$  — объем кристалла. Предполагая независимость продольных и поперечных компонент индуцированной дефектом поляризации, а также отсутствие особенностей в поведении  $\langle p_x^2 \rangle$  и  $\langle p_y^2 \rangle$ , легко получить температурную зависимость ширины линии. На рис. 1 штриховой линией показан результат описания экспериментальной зависимости функцией

$$\Delta B = \left[ (c_1 T^2)^2 + \frac{c_2 T}{|T_c - T|} + c_3^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

в которой подкоренное выражение представляет собой сумму вторых моментов различных механизмов уширения линии ЭПР: первое слагаемое обусловлено спин-решеточной релаксацией [25], второе связано с разбросом  $b_{21}$  и  $c_{21}$  (9), а третье отвечает за низкотемпературную ширину линии. Несмотря на сделанные

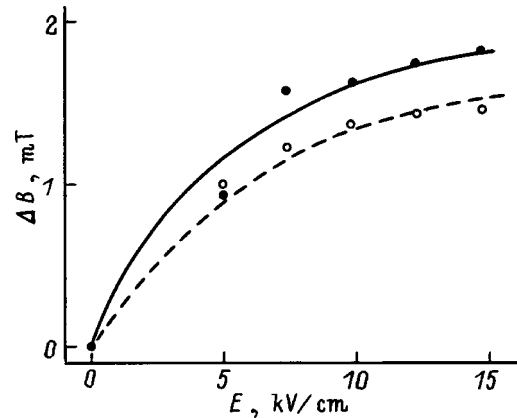


Рис. 10. Полевая зависимость сдвига положения сигнала (штриховая линия) и величины уменьшения его ширины (сплошная линия) при  $T = 451$  K,  $\theta = 63^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  (переход  $3 \leftrightarrow 4$ ).

предположения, наблюдается неплохое описание экспериментального температурного поведения ширины линии выражением (10). Таким образом, хорошее описание углового и температурного поведения ширины линии позволяет сделать вывод о том, что основным механизмом аномального уширения линии ЭПР вблизи сегнето-перехода является совместное существование разброса продольных и поперечных компонент локальной поляризации, обусловленного заряженными дефектами. При этом вблизи  $T_c$  возникает разброс  $b_{21}$  и  $c_{21}$  с параметрами  $\sqrt{\langle b_{21}^2 \rangle}$  и  $\sqrt{\langle c_{21}^2 \rangle}$  порядка 10 MHz.

Следует отметить, что в сильном электрическом поле вклад этого механизма в ширину линии из-за падения дифференциальной поляризуемости может тоже уменьшаться. При этом полевая зависимость величины уменьшения ширины линии должна быть близка к характеру насыщения индуцированной поляризации. Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 10 (сдвиг ЭПР-сигнала в электрическом поле пропорционален индуцированной поляризации [18]), по нашему мнению, подтверждают последний тезис.

Сейчас становится понятным отсутствие вблизи сегнетоперехода уширения линий парамагнитных центров  $Mn^{2+}$ . Поскольку  $Mn^{2+}$  замещает  $Pb^{2+}$  изозарядно, маловероятно существование в его окружении заряженного дефекта, который мог бы быть источником продольных и поперечных компонент локальной поляризации. Нечувствительность сигналов центра  $Mn^{2+}$  к средней величине и разбросу  $P_z$ , видимо, обусловлена малостью его параметра  $c$  из (1), являющегося компонентой тензора третьего ранга спин-решеточного взаимодействия.

В случае триклинных центров  $Gd^{3+}$  в ГС взаимодействие с компенсатором формирует индивидуальный спектр ЭПР и определяет параметры "среднего" спинового гамильтониана. При этом вероятность нахождения в его окружении еще одного заряженного дефекта

значительно меньше, чем для центров с нелокальной компенсацией. В связи с этим уширение линий вблизи сегнетоэлектрического перехода за счет флуктуаций  $b_{21}$  и  $c_{21}$  должно быть неэффективным, и вследствие этого будет доминировать механизм разброса  $b_{43}$ . Измерения, проведенные в кристалле ГС, отожженном в атмосфере хлора, на переходе  $5 \leftrightarrow 6$  центра  $\Pi a$  ( $Gd^{3+}$  ассоциирован с междоузельным ионом хлора [14]) при  $\theta = 58^\circ$ , показали, что его ширина линии также имеет максимум в районе структурного перехода. К сожалению, измерить угловую зависимость ширины линии вблизи  $T_c$ , а значит, и определить основной механизм уширения триклинных центров не удалось. Причиной этого явились расщепление (шесть эквивалентных, но повернутых центров) и уширение в произвольной ориентации исследуемого ЭПР-сигнала, имеющего малую интенсивность и расположенного на крыле интенсивного перехода тригонального центра.

Авторы искренне благодарны Ф.М. Мусалимову за предоставленные образцы легированных монокристаллов и А.О. Шерстянкину за помощь в измерениях.

## Список литературы

- [1] Y.J. Iwata. Phys. Soc. Jap. **43**, 961 (1977).
- [2] H. Iwasaki, S. Mjyazawa, H. Koizumi, K. Sugii, N. Niizeki. J. Appl. Phys. **43**, 4907 (1972).
- [3] V.D. Salnikov, S.Yu. Stephanovitch, V.V. Chechkin, M.V. Pentegova, Yu.Ya. Tomaspolskii, Yu.N. Venevtsev. Ferroelectrics **8**, 491 (1974).
- [4] M. Malinowski, A. Pietraszko, M. Polomska. Phys. Stat. Sol.(a) **41**, K55 (1977).
- [5] K.H. Germann, W. Mueller-Lierheim, H.H. Otto, T. Suski. Phys. Stat. Sol.(a) **35**, K165 (1976).
- [6] Г.И. Розенман, Е.И. Бойкова. Кристаллография **23**, 644 (1978).
- [7] Е.Л. Румянцев, В.А. Важенин, М.С. Гольдштейн. ФТТ **21**, 8, 2522 (1979).
- [8] В.Н. Гаврилов, А.Г. Захарьянц, Э.В. Золотоябко, Е.М. Иоллин, А.Г. Малоян, А.В. Муромцев. ФТТ **25**, 1, 10 (1983).
- [9] В.И. Черепанов, Е.Л. Румянцев, А.Н. Бабушкин, И.Э. Померанец. Кристаллография **25**, 595 (1980).
- [10] А.Н. Бабушкин. Автореф. канд. дис. Уральский ун-т, Свердловск (1986).
- [11] Ю.А. Шерстков, В.И. Черепанов, В.А. Важенин, К.М. Золотарева, Е.Л. Румянцев. Изв. АН СССР. Сер. физ. **39**, 710 (1975).
- [12] В.А. Важенин, Ю.А. Шерстков, К.М. Золотарева. ФТТ **17**, 8, 2485 (1975).
- [13] В.А. Важенин, Е.Л. Румянцев, К.М. Стариченко. Тез. докл. X Всесоюз. конф. по сегнетоэлектричеству. Минск (1982). Ч. 2. С. 158.
- [14] В.А. Важенин, К.М. Стариченко, А.В. Гурьев. ФТТ **30**, 5, 1443 (1988).
- [15] В.А. Важенин, А.Д. Горлов, А.П. Потапов. ФТТ **28**, 7, 2043 (1986).
- [16] Th. von Waldkirch, K.A. Moller, W. Berlinger. Phys. Rev. **B7**, 1052 (1973).
- [17] G.F. Reiter, W. Berlinger, K.A. Moller. Phys. Rev. **B21**, 1(1980).
- [18] В.А. Важенин, К.М. Стариченко, М.Ю. Артемов. ФТТ **39**, 9, 1643, (1997).
- [19] В.А. Важенин, Л.И. Левин, К.М. Стариченко. ФТТ **23**, 8, 2255 (1981).
- [20] Б.Е. Вугмейстер, М.Д. Глинчук, А.А. Кармазин, И.В. Кондакова. ФТТ **23**, 5, 1380 (1981).
- [21] В.С. Вихнин, Ю.Б. Борковская. ФТТ **24**, 2, 472 (1982).
- [22] В.А. Важенин, Е.Л. Румянцев, К.М. Стариченко. Тез. докл. Всесоюз. конф. по магнитному резонансу. Казань (1984). Ч. 3. С. 55.
- [23] V.A. Vazhenin, K.M. Starichenko, E.L. Rumyantsev. Magnetic resonance and related phenomena. Extended abstracts of the 27th congress AMPERE. Kazan (1994). V. 2. P. 1048.
- [24] В.М. Фридкин. Сегнетоэлектрики-полупроводники. Наука, М. (1976). 408 с.
- [25] В.А. Важенин, К.М. Стариченко, А.Д. Горлов. ФТТ **35**, 9, 2450 (1993).