

УДК 621.315.592

ИЗМЕНЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В УЗКОЗОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $Pb_{1-x}Gd_xTe$ ПОД ВЛИЯНИЕМ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ИОНОВ Gd^{3+}

© 2023 г. В. А. Уланов^{1, 2}, Р. Р. Зайнуллин¹, *, И. В. Яцык², И. И. Фазлижанов²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Казанский государственный энергетический университет”, Казань, Россия

²Казанский физико-технический институт имени Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного учреждения науки “Федеральный исследовательский центр
“Казанский научный центр Российской академии наук”, Казань, Россия

*E-mail: rrza7@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 14.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

В кристаллах узкозонного полупроводника $Pb_{1-x}Gd_xTe$ ($x = 1.5 \cdot 10^{-4}$) при температурах $T = 5–100$ К методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) обнаружены необычные зависимости формы линий спектров ЭПР парамагнитных центров Gd^{3+} от температуры и уровня микроволновой мощности в резонаторе спектрометра. По результатам анализа параметров формы резонансных линий, зарегистрированных в X-диапазоне, сделан вывод, что наиболее вероятной причиной изменений в наблюдаемых спектрах ЭПР является влияние резонансных переходов между спиновыми уровнями центров Gd^{3+} на кинетические характеристики свободных носителей заряда, связанных обменными взаимодействиями с ионами Gd^{3+} .

DOI: 10.31857/S0367676523703076, EDN: QKALJV

ВВЕДЕНИЕ

$PbTe$ является базовым химическим соединением для синтеза исследуемого в данной работе узкозонного разбавленного магнитного полупроводника $Pb_{1-x}Gd_xTe$. Это соединение относится к группе халькогенидов свинца (PbS , $PbSe$ и $PbTe$) и имеет кристаллическую решетку, подобную решетке $NaCl$. Халькогениды свинца характеризуются малой шириной запрещенной зоны ($E_g = 0.23–0.42$ эВ) [1, 2], малой эффективной массой и высокой подвижностью свободных носителей заряда, большой величиной статической диэлектрической проницаемости при относительно малой высокочастотной проницаемости, а также близостью их кристаллических решеток к состоянию термодинамической неустойчивости [3, 4]. Указанные свойства существенно модифицируются в результате их легирования различными примесями [2, 5, 6]. Например, присутствие в решетках кристаллов халькогенидов свинца примесных парамагнитных ионов с полузаполненными 4f-оболочками (Gd^{3+} и Eu^{2+}) приводит к появлению в запрещенной зоне этих полупроводников глубоких состояний [6]. При этом об-

разужающиеся парамагнитные центры оказываются связанными со свободными носителями заряда обменными взаимодействиями. Необходимо отметить, что примесный ион Gd^{3+} в кристаллах халькогенидов свинца выступает как ион неизовалентного катионного замещения и его присутствие в их кристаллических решетках нарушает зарядовый баланс. В то время как в ионных кристаллах восстановление зарядового баланса происходит путем образования в решетке дополнительного заряженного точечного дефекта, в полупроводниках типа халькогенидов свинца могут реализоваться и другие механизмы компенсации заряда. В частности, в их решетках могут образоваться донорные или акцепторные дефекты с нулевой энергией активации [7] (в $PbTe$ такими дефектами могут оказаться вакансии теллура, поставляющие в зону проводимости два свободных электрона [1]). По этой причине примесь Gd^{3+} в халькогенидах свинца часто рассматривают как псевдодонорную [7]. Отмечается также, что присутствие небольшого количества примесного гадолиния в полупроводнике $PbTe$ уменьшает общее количество дефектов в его кристаллической решетке.

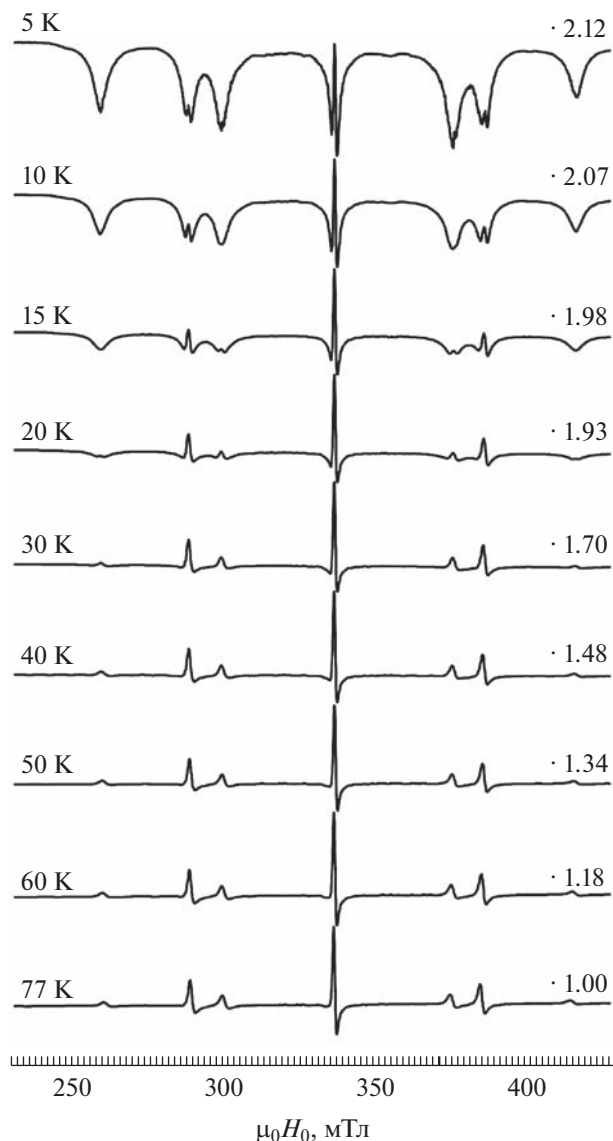


Рис. 1. Температурные зависимости формы линий спектров ЭПР парамагнитного центра Gd^{3+} в кристалле узкозонного полупроводника $Pb_{1-x}Gd_xTe$ ($P_{mw} = 10$ дБ, $f_{mw} = 9414.5 = 0.5$ МГц, $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$, $x = 1.5 \cdot 10^{-4}$).

Исследуя методом ЭПР влияние примеси гадолиния на дефектность кристаллов $Pb_{1-x}Gd_xS$ [9], мы обнаружили, что в этих кристаллах формы линий спектра ЭПР кубических центров Gd^{3+} сильно зависят от мощности сверхвысокочастотной (СВЧ) волны, действующей в резонаторе спектрометра на исследуемый образец. Было показано, что наблюдаемая форма линий спектра ЭПР может быть представлена как результат наложения друг на друга двух компонент. Первая из них представляется формой Дайсона (характерной для проводящих материалов [10]), а вторая характеризуется формой, названной как “пере-

вернутый колокол”. С уменьшением микроволновой мощности в резонаторе вклад второй компоненты быстро уменьшается. В научной литературе мы не обнаружили сообщений о подобных зависимостях формы линий, поэтому было решено продолжить изучение обнаруженного эффекта. Поскольку основными носителями заряда в кристалле $Pb_{1-x}Gd_xS$ оказались делокализованные электроны, в качестве следующего объекта изучения был выбран $PbTe$, легированный гадолинием. Так как этот полупроводник обычно имеет дырочный тип проводимости, то целью настоящей работы было изучение магнитных свойств примесных центров Gd^{3+} , которые, как ожидалось, здесь также будут взаимодействовать со свободными носителями заряда (но не с электронами, а с дырками). В качестве основного метода исследований был выбран метод ЭПР.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Монокристаллы для исследований были выращены методом Бриджмена в кварцевых тиглях конической формы. Примесь гадолиния вводилась в шихту в виде тонкого порошка металлического гадолиния. Для обеспечения стехиометрии в приготавливаемую шихту вводилось необходимое количество серы. Все указанные компоненты были химически чистыми. Количество введенного порошка гадолиния соответствовало концентрации $x = 1.5 \cdot 10^{-4}$. Шихта указанного состава загружалась в кварцевый тигель, отжигалась при $T = 250^\circ C$ в условиях откачки вакуумным насосом ($2.3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.), после чего тигель запаивался. Система нагревателей обеспечивала градиент температур в зоне кристаллизации 250 град/см. Скорость движения фронта кристаллизации равнялась 1.0 см/ч.

Исследования были выполнены методом ЭПР в X-диапазоне при температурах 5–100 К на спектрометре ER 200 SRC Bruker, оснащенный контроллером температуры ITC503S (Oxford instruments). Монокристаллические образцы с химической формулой $Pb_{1-x}Gd_xTe$ откальчивались из выращенной кристаллической були с помощью скальпеля. Они имели форму прямоугольного параллелепипеда с примерными размерами $3 \times 3 \times 2$ мм³. Поверхности скола у приготовленных образцов были блестящими и плоскими и совпадали с кристаллографическими плоскостями (001). Эти образцы закрепляли на вертикальном кварцевом держателе так, чтобы повороты держателя вокруг оси позволяли устанавливать образец в резонаторе спектрометра в трех главных направлениях, соответствующих случаям $\vec{H}_0 \parallel \langle 001 \rangle$, $\vec{H}_0 \parallel \langle 111 \rangle$, $\vec{H}_0 \parallel \langle 110 \rangle$.

Экспериментальные спектры ЭПР, зарегистрированные при указанных значениях температуры монокристаллического образца $Pb_{1-x}Gd_xTe$ ($x \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$), представлены на рис. 1. Мощность

СВЧ волны в резонаторе $P_{mw} = 20$ мВт. На рис. 1 с правой стороны каждого спектра приведены цифры, указывающие во сколько раз вертикальный масштаб представления этого спектра больше масштаба спектра, зарегистрированного при 77 К. На данном рисунке видно, что при $T \geq 30$ К форма семи линий тонкой структуры (ТС) спектра ЭПР центров Gd^{3+} ($S = 7/2$) является дайсоновской [10], однако при $T < 30$ К форма этих линий оказывается сложной.

Оказалось, что при $T < 30$ К каждую из семи линий ТС можно представить в виде суперпозиции двух линий — линии дайсоновской формы и линии, имеющей форму инвертированной лоренцевской кривой (форму типа “перевернутый колокол”). Легко заметить, что “лоренцевская” компонента имеет значительно большую ширину, чем дайсоновская, причем при низких температурах ($T \sim 5$ К) “лоренцевская” компонента линий ТС представляет собой наибольший вклад в общую форму данной линии. Повышение температуры приводит к катастрофическому уменьшению амплитуды “лоренцевской” компоненты.

На рис. 2 представлены изменения в форме линий ТС центра Gd^{3+} , реализующиеся при изменениях мощности СВЧ волны, действующей на исследуемый монокристаллический образец $Pb_{1-x}Gd_xTe$. Представленные спектры зарегистрированы при температуре 10 К в ориентации образца $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$. Эти экспериментальные спектры изображены сплошными линиями и сопровождаются масштабными коэффициентами (с правой стороны каждого спектра). Как и на рис. 1, здесь на рис. 2 эти коэффициенты указывают во сколько раз вертикальный масштаб представления каждого из выше расположенных спектров больше масштаба нижнего спектра (зарегистрированного при мощности СВЧ волны в резонаторе спектрометра, соответствующей 36 дБ (0.05 мВт)). На этом же рисунке пунктирными линиями представлены симулированные спектры, которые получены в результате анализа параметров экспериментально зарегистрированных спектров и формы каждой из линий их ТС.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Известно [11], что спектр ионов Gd^{3+} ($S = 7/2$, основной мультиплет 8S) в кристаллическом поле кубической группы симметрии состоит из семи линий ЭПР с относительными интегральными интенсивностями, приблизительно соответствующими ряду 7 : 15 : 12 : 16 : 12 : 15 : 7. Положения этих линий меняются в зависимости от ориентации кристалла относительно направления внешнего постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$. Угловые зависимости положений линий ТС спектра ЭПР

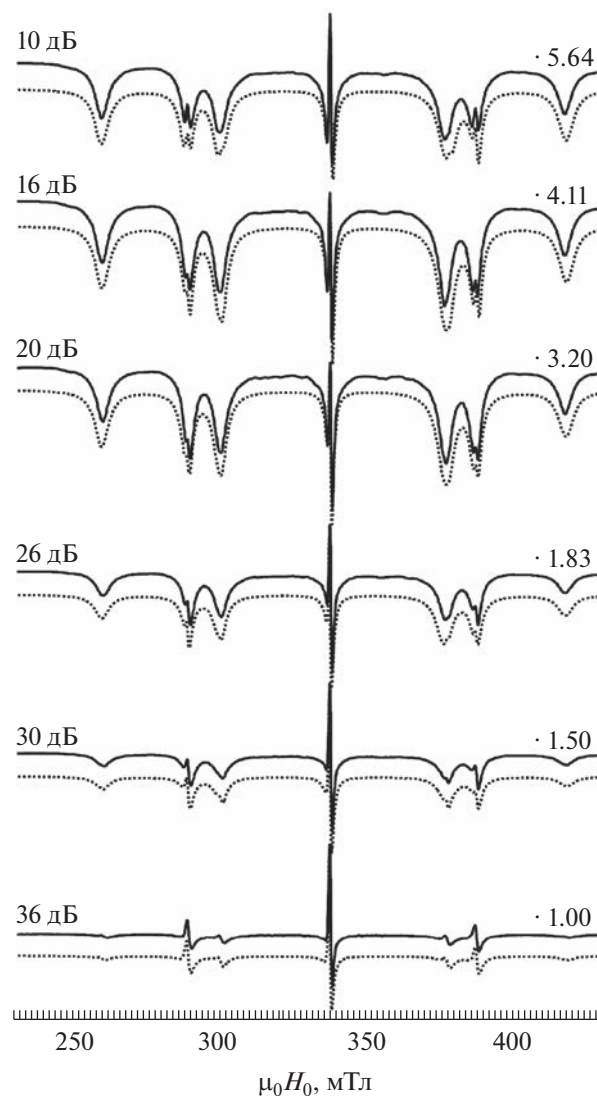


Рис. 2. Изменения в спектрах ЭПР парамагнитного центра Gd^{3+} в кристалле полупроводника $PbTe:Gd$, обусловленные изменениями СВЧ мощности в резонаторе спектрометра ($f_{mw} = 9414.7 \pm 0.2$ МГц, $T = 10$ К, $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$).

центров Gd^{3+} кубической симметрии описываются спиновым гамильтонианом (СГ)

$$H_S = \beta_e g S H_0 + \frac{1}{60} b_4 (O_4^0 + 5 O_4^4) + \frac{1}{1260} b_6 (O_6^0 - 21 O_6^4), \quad (1)$$

представленным в декартовой системе координат с осями, параллельными кристаллографическим осям $\langle 001 \rangle$. В СГ (1): β_e — величина магнетона Бора; g фактор спектроскопического расщепления (g -фактор); b_4 и b_6 — параметры тонкой структуры спектра ЭПР. В данной работе для исследуемого

Таблица 1. Зависимость параметров дайсоновской компоненты линий тонкой структуры спектров ЭПР центров Gd^{3+} в кристалле $Pb_{1-x}Gd_xTe$ от мощности P_{mw} (зарегистрированы при $T = 10$ К, $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$, $f = 9414.7 \pm 0.2$ МГц)

	№	1	2	3	4	5	6	7
	H_{res} , мТл	260.7	289.2	300.5	337.4	377.2	386.9	418.2
$P_{mw} = 10$ дБ, 20 мВт	A_{pp}	0.100	1.268	0.607	6.293	0.601	1.278	0.126
	α	0.05	0.22	0.42	0.83	0.38	0.30	0.09
	Γ_2 , мТл	2.62	1.42	1.80	0.84	1.90	1.30	2.34
$P_{mw} = 16$ дБ, 5 мВт	A_{pp}	0.576	0.922	0.323	4.582	0.258	0.962	0.072
	α	0.06	0.25	0.27	0.99	0.26	0.21	0.15
	Γ_2 , мТл	2.18	1.33	1.70	0.82	1.68	1.10	2.34
$P_{mw} = 20$ дБ, 2 мВт	A_{pp}	0.068	0.652	0.205	3.557	0.231	0.676	0.049
	α	0.07	0.22	0.18	1.18	0.17	0.19	0.15
	Γ_2 , мТл	1.99	1.21	1.65	0.75	1.62	1.18	2.34
$P_{mw} = 26$ дБ, 0.5 мВт	A_{pp}	0.011	0.412	0.086	2.045	0.126	0.317	0.021
	α	0.04	0.28	0.16	1.63	0.15	0.25	0.15
	Γ_2 , мТл	1.62	1.11	1.54	0.67	1.50	0.85	2.34
$P_{mw} = 30$ дБ, 0.2 мВт	A_{pp}	0.016	0.359	0.112	1.673	0.108	0.237	0.011
	α	0.09	0.35	0.14	1.89	0.11	0.32	0.16
	Γ_2 , мТл	1.35	1.06	1.39	0.65	1.31	1.09	2.08
$P_{mw} = 36$ дБ, 0.05 мВт	A_{pp}	0.024	0.239	0.075	1.116	0.084	0.315	0.008
	α	0.12	0.82	0.13	1.23	0.23	0.74	0.20
	Γ_2 , мТл	1.34	1.05	1.36	0.67	1.30	1.02	1.75

центра Gd^{3+} получены следующие значения параметров СГ(1):

$$\begin{aligned}
 T = 5 \text{ К: } g &= 1.991 \pm 0.001; \quad b_4 = -110 \pm 2 \text{ МГц}; \\
 b_6 &= 2.6 \pm 1.0 \text{ МГц}, \quad T = 77 \text{ К: } g = 1.990 \pm 0.001; \\
 b_4 &= -100 \pm 2 \text{ МГц}; \quad b_6 = 2.4 \pm 1.0 \text{ МГц}, \\
 T = 300 \text{ К: } g &= 1.989 \pm 0.001; \quad b_4 = -95 \pm 2 \text{ МГц}; \\
 b_6 &= 2.1 \pm 1.0 \text{ МГц}.
 \end{aligned}$$

В работе наибольший интерес вызывали параметры формы наблюдаемых линий ЭПР. Известно [11], что форма линий ЭПР центра Gd^{3+} зависит от процессов, влияющих на время жизни этого центра в спиновых состояниях его основного мультиплета 8S , возбужденных в результате резонансного поглощения мощности СВЧ волны в резонаторе. В бездефектных ионных кристаллах парамагнитные центры с разрешенными тонкой, сверхтонкой и суперсверхтонкими структурами демонстрируют линии ЭПР с лоренцевой формой, представленной как первая производная от симметричной функции Лоренца,

$$f_L = \frac{1}{\pi \Gamma_L} \cdot \frac{\Gamma_L^2}{\Gamma_L^2 + (H - H_r)^2}, \quad (2)$$

где Γ_L — полуширина линии, H_r — резонансное значение внешнего магнитного поля, характеризующее данную линию. Если речь идет о кристалле с заметной проводимостью, то наблюдаются линии ЭПР с дайсоновской формой, соответствующей первой производной от функции

$$f_D = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Gamma_D + \alpha(H - H_r)}{\Gamma_D^2 + (H - H_r)^2}, \quad (3)$$

где α — параметр асимметрии, представляющий собой отношение сигналов дисперсии и абсорбции. Эта асимметрия линий ЭПР в проводящих материалах обусловлена “скин-эффектом”. Он заключается в том, что электромагнитная волна, падающая на поверхность кристаллического образца с относительно высокой проводимостью, может проникнуть в этот образец на глубину, определяемую как толщина “скин-слоя”. Она определяется равенством:

$$\delta = \left(\frac{2\rho}{\mu_0 \omega} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где ρ — удельное электрическое сопротивление образца, ω — частота осцилляций электромагнитной волны, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Фактически этот эффект означает, что в различных точках объема проводящего материала интенсивность СВЧ волны оказывается различной. Именно это и приводит к асимметричной форме линий ЭПР.

В процессе теоретической симуляции вида экспериментальных спектров ЭПР (некоторые из результатов которой представлены на рис. 2 пунктирными линиями) определены зависимости амплитуд наблюдаемых линий ЭПР и параметров их формы от температуры и мощности СВЧ волны в резонаторе. В табл. 1 и 2 приведены количественные результаты анализа форм линий ЭПР, которые представлены на рис. 2 пунктир-

Таблица 2. Зависимость параметров лоренцевой компоненты линий тонкой структуры спектров ЭПР центров Gd^{3+} в кристалле $Pb_{1-x}Gd_xTe$ от мощности P_{mw} (зарегистрированы при $T = 10$ К, $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$, $f = 9414.7 \pm 0.2$ МГц)

	№	1	2	3	4	5	6	7
	H_{res} , мТл	260.0	288.8	300.1	337.2	376.6	386.5	417.2
$P_{mw} = 10$ дБ	A_p	1.658	2.177	2.331	3.069	2.388	2.029	1.633
	Γ_1 , мТл	6.3	4.1	5.4	1.9	5.6	4.0	6.0
$P_{mw} = 16$ дБ	A_p	1.279	1.787	2.095	2.827	2.257	1.818	1.193
	Γ_1 , мТл	6.1	3.9	5.5	2.1	5.7	3.9	6.2
$P_{mw} = 20$ дБ	A_p	0.952	1.428	1.489	1.967	1.702	1.542	0.819
	Γ_1 , мТл	6.2	4.2	5.3	2.0	5.5	4.1	6.1
$P_{mw} = 26$ дБ	A_p	0.351	0.679	0.674	1.131	0.759	0.748	0.319
	Γ_1 , мТл	6.0	4.1	5.4	1.9	5.6	4.0	6.0
$P_{mw} = 30$ дБ	A_p	0.142	0.377	0.284	0.591	0.322	0.297	0.146
	Γ_1 , мТл	6.1	4.1	5.2	2.1	5.4	3.9	6.1
$P_{mw} = 36$ дБ	A_p	0.024	0.063	0.045	0.134	0.059	0.078	0.031
	Γ_1 , мТл	6.0	4.2	5.1	2.0	5.5	4.0	6.1

ными линиями. В табл. 3 и 4 приведены результаты анализа форм линий, представленных на рис. 1. Данные табл. 3 и 4 свидетельствуют о температурных изменениях параметров дайсоновской и лоренцевой компонент рассматриваемых линий ЭПР. В этих таблицах в первой строке расположены номера линий тонкой структуры спектров ЭПР, начиная со слабополевой линии. Амплитуды дайсоновской и лоренцевой компонент линий, A_{pp} и A_p , приведены в произвольных единицах (общих для табл. 1–4). Параметры ширины линий $\Gamma_1 \equiv \Gamma_L$ и $\Gamma_2 \equiv \Gamma_D$.

Анализ результатов теоретического описания полученных зависимостей проведен в соответствии с алгоритмом, описанным кратко в наших работах [9, 12] (здесь, однако, мы вынуждены отметить, что в этих работах допущена опечатка – в качестве единиц измерения параметров Γ в таблицах указаны “мТл”, хотя необходимо было указать “Гс”). В результате выполненного анализа было выяснено, что для всех линий ЭПР лоренцева компонента должна быть взята с отрицательным знаком, что полностью исключает ответственность магнитно-дипольного механизма резонансного перехода за появление этой компоненты. Не соответствует эта компонента и дисперсионному вкладу в форму линии ЭПР. Конечно, присутствие дисперсионной компоненты в сигнале ЭПР в принципе возможно, но возможно лишь в трех случаях: 1) проводимость исследуемого образца достаточно высокая и глубина проникновения СВЧ волны в объем образца мала по сравнению с его размерами (механизм Дайсона); 2) линии ЭПР характеризуются значи-

тельным неоднородным уширением; 3) реализовался механизм квазирезонансного поглощения микроволновой мощности не магнитной природы. Полученные нами данные указывают на последний случай. Особенно важным в результатах данного исследования является то, что описание формы наблюдаемых линий ЭПР при больших значениях P_{mw} и низких температурах оказалось возможным только при использовании “лоренцевой” функции с отрицательным знаком. В литературе, посвященной теории эффекта ЭПР и рассматривающей в основном магнитно-дипольные механизмы резонансных переходов, отсутствуют примеры использования такой функции. Однако в квантовых ямах, созданных в проводящих материалах, возможность передачи энергии возбужденных парамагнитных центров свободным носителям заряда при переходах в основные состояния предполагается (см., например, [13]). Наши результаты, скорее всего, указывают на возможность изменения кинетических характеристик свободных носителей заряда в исследуемом образце, реализующихся в процессе магнитных резонансных переходов в системе парамагнитных центров в ситуациях, когда последние взаимодействуют с этими свободными носителями заряда. Особенно высока вероятность этого в узкозонных полупроводниках. Очевидно, что изменение кинетических характеристик свободных носителей заряда приведет к изменению проводимости материала в резонаторе спектрометра и, следовательно, к изменению резистивных потерь мощности СВЧ волны именно в магнитных полях, близких к резонансным значениям. По-видимо-

Таблица 3. Зависимость параметров дайсоновской компоненты линий тонкой структуры спектров ЭПР центров Gd^{3+} в кристалле $Pb_{1-x}Gd_xTe$ от температуры ($P_{mw} = 30$ дБ (0.2 мВт), $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$)

	№	1	2	3	4	5	6	7
	H_{res} , мТл	260.7	289.2	300.5	337.4	377.2	386.9	418.2
$T = 5$ К, $f = 9414.9$ МГц	A_{pp}	0.062	0.384	0.112	2.906	0.101	0.547	0.017
	α	0.04	0.21	0.47	0.79	0.43	0.32	0.08
	Γ_2 , мТл	2.55	1.45	1.81	0.81	1.89	1.26	2.26
$T = 10$ К, $f = 9414.9$ МГц	A_{pp}	0.016	0.359	0.112	1.673	0.108	0.237	0.011
	α	0.05	0.22	0.42	0.83	0.38	0.30	0.09
	Γ_2 , мТл	2.62	1.42	1.80	0.84	1.90	1.30	2.34
$T = 15$ К, $f = 9414.9$ МГц	A_{pp}	0.027	0.243	0.091	1.394	0.101	0.315	0.027
	α	0.08	0.28	0.45	0.80	0.43	0.31	0.07
	Γ_2 , мТл	2.55	1.38	1.61	0.76	1.63	1.26	2.35
$T = 20$ К, $f = 9414.8$ МГц	A_{pp}	0.042	0.315	0.117	1.178	0.150	0.277	0.032
	α	0.11	0.36	0.59	0.77	0.51	0.35	0.08
	Γ_2 , мТл	2.41	1.39	1.67	0.75	1.60	1.25	2.33
$T = 30$ К, $f = 9414.7$ МГц	A_{pp}	0.027	0.187	0.074	0.817	0.074	0.186	0.017
	α	0.23	0.55	0.87	0.84	0.82	0.44	0.27
	Γ_2 , мТл	2.51	1.37	1.56	0.72	1.65	1.23	2.25
$T = 40$ К, $f = 9414.5$ МГц	A_{pp}	0.015	0.146	0.024	0.604	0.052	0.127	0.015
	α	0.35	0.79	1.22	0.89	1.07	0.62	0.39
	Γ_2 , мТл	2.54	1.34	1.63	0.75	1.66	1.27	2.42
$T = 50$ К, $f = 9414.5$ МГц	A_{pp}	0.016	0.125	0.040	0.479	0.045	0.099	0.011
	α	0.54	1.34	1.51	0.92	1.25	0.97	0.48
	Γ_2 , мТл	2.42	1.31	1.69	0.77	1.78	1.33	2.44

Таблица 4. Зависимость параметров лоренцевой компоненты линий тонкой структуры спектров ЭПР центров Gd^{3+} в кристалле $Pb_{1-x}Gd_xTe$ от температуры ($P_{mw} = 30$ дБ (0.2 мВт), $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$, $f = 9414.9 \pm 0.2$ МГц)

	№	1	2	3	4	5	6	7
	H_{res} , мТл	260.3	289.6	300.3	337.8	377.0	387.1	417.5
$T = 5$ К	A_p	0.439	0.760	0.745	1.154	0.964	0.928	0.276
	Γ_1	6.10	4.42	5.71	2.23	5.67	4.22	6.0
$T = 10$ К	A_p	0.142	0.377	0.284	0.580	0.322	0.297	0.116
	Γ_1	6.09	4.36	5.21	2.01	5.64	4.13	6.0
$T = 15$ К	A_p	0.021	0.052	0.039	0.198	0.049	0.073	0.024
	Γ_1	6.12	4.27	5.27	2.06	5.72	4.09	6.0
$T = 20$ К	A_p	—	—	—	—	—	—	—
	Γ_1	—	—	—	—	—	—	—

му, в исследуемом образце происходит именно такой квазирезонансный процесс [14], влияющий на работу системы автоматической подстройки частоты спектрометра и приводящий к появлению отрицательного лоренцевого вклада в форму линий ЭПР при больших мощностях СВЧ волны в резонаторе спектрометра.

Работа авторов из Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского выполнена при финансовой поддержке в рамках темы государственного задания КФТИ-ОСП ФИЦ Казанского научного центра РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Равич Ю.И., Ефимова Б.А., Смирнов И.А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe и PbS. М.: Наука, 1968. 384 с.
2. Кайданов В.И., Равич Ю.И. // УФН. 1985. Т. 145. № 1. С. 51; Kaidanov V.I., Ravich Yu. I. // Phys. Usp. 1985. V. 28. No. 1. P. 31.
3. Zhang Y., Xuezhai K., Kent P.R.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. Art. No. 175503.
4. Bozin, E.S., Malliakas C.D., Souvatzis P. et al. // Science. 2010. V. 330. P. 1660.
5. Lusakowski A. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. No. 094429.
6. Story T. // Acta Phys. Polonica A. 1998. V. 94. P. 189.
7. Zayachuk D.M., Ivanchuk D.D., Ivanchuk R.D. et al. // Phys. Stat. Sol. A. 1990. V. 119. P. 215.
8. Алексеева Г.Т., Ведерников М.В., Гурьева Е.А. и др. // ФТП. 1998. Т. 32. С. 806; Alekseeva G.T., Vedernikov M.V., Gurieva E.A. et al. // Semiconductors. 1998. V. 32. P. 716.
9. Уланов В.А., Зайнуллин Р.Р., Хушея Т.А.Н., Яцык И.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 12. С. 1682; Ulanov V.A., Zainullin R.R., Khusheya T.A.N., Yatsyk I.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1337.
10. Barnes S.E. // Adv. Phys. 1981. V. 30. P. 801.
11. Абрагам А., Блيني Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т. 1. М.: Мир, 1972. 652 с.
12. Уланов В.А., Зайнуллин Р.Р., Яцык И.В., Хушея Т.А.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 12. С. 1688; Ulanov V.A., Zaynullin R.R., Yatsyk I.V., Khusheya T.A.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1342.
13. Vladimirova M., Cronenberger S., Barate P. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. Art. No. 081305(R).
14. Васильев П.П. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. № 1. С. 35; Vasil'ev P.P. // JETP Lett. 2022. V. 115. No. 1. P. 29.

Changes in the kinetic characteristics of free charge carriers in a narrow-gap semiconductor $\text{Pb}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Te}$ under the influence of electron paramagnetic resonance processes of Gd^{3+} ions

V. A. Ulanov^{a, b, *}, R. R. Zainullin^a, I. V. Yatsyk^b, I. I. Fazlizhanov^b

^aKazan State Power Engineering University, Kazan, 420066 Russia

^bZavoisky Physical-Technical Institute, Federal Research Center "Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences", Kazan, 420029 Russia

*e-mail: rrza7@yandex.ru

In crystals of the narrow-gap semiconductor $\text{Pb}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Te}$ ($x = 1.5 \cdot 10^{-4}$) at temperatures $T = 5\text{--}100$ K, the method of electron paramagnetic resonance (EPR) revealed unusual dependences of the line shape of the EPR spectra of paramagnetic Gd^{3+} centers on temperature and the microwave power level in the spectrometer cavity. Based on the results of the analysis of the shape parameters of resonance lines recorded in the X-band, it was concluded that the most probable cause of changes in the observed EPR spectra is the effect of resonance transitions between the spin levels of Gd^{3+} centers on the kinetic characteristics of free charge carriers bound by exchange interactions with Gd^{3+} ions.

Keywords: lead chalcogenide, narrow-gap semiconductor, electron paramagnetic resonance, Gd^{3+} , EPR line shape