Перенос заряда и диэлектрические потери в кристалле $MnGa_2S_4$

Н. Н. Нифтиев[a,*], Ф. М. Мамедов[b,d,a,], А. О. Дашдемиров[a,***], Р. М. Агаева[a,****], С. Н. Нифтиев[c]**

[a]*Азербайджанский государственный педагогический университет, г. Баку, Az-1000, Азербайджан,*
[b]*Институт катализа и неорганической химии им. академика М. Нагиева НАН Азербайджана, г. Баку, Az-1143, Азербайджан*
[c]*Бакинский инженерный университет, г. Баку, Az-0102, Азербайджан*
[d]*Азербайджанский университет архитектуры и строительства, г. Баку, Аз-1073, Азербайджан*
[*]*e-mail: namiq7@bk.ru,* [**]*e-mail: faikmamadov@mail.ru,* [***]*e-mail: arzu.dashdemirov@adpu.edu.az,*
[****]*e-mail: reyhan.agayeva@adpu.edu.az*

Поступила в редакцию 19.10.2025
После доработки 30.03.2026
Принята к публикации 03.04.2026

Исследованы процессы переноса заряда и диэлектрические потери в кристалле $MnGa_2S_4$ в температурном диапазоне 294–374 K и частотном интервале 25–10^5 Гц. Показано, что действительная часть диэлектрической проницаемости (ε′) возрастает с температурой и уменьшается с увеличением частоты. Тангенс угла диэлектрических потерь (tgδ) экспоненциально растет с температурой и снижается на высоких частотах, что указывает на вклад термически активированного переноса и межфазной поляризации. Из температурной зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости (ε″) определены энергии активации, уменьшающиеся от 0,36 до 0,16 эВ с ростом частоты, что подтверждает реализацию смешанного зонно-прыжкового механизма проводимости. Частотная зависимость электропроводности удовлетворительно описывается законом $\sigma(\omega) = A\omega^S$, а снижение параметра s с ростом температуры согласуется с моделью коррелированных прыжков (СВН). Установлено, что при температуре 324 K максимальная высота потенциального барьера составляет W_m = 0,67 эВ, характерный радиус прыжка – R_ω = 3,86×10^{-10} м, а плотность пар локализованных состояний равна N = 4,1×10^{27} м$^{-3}$.

Ключевые слова: $MnGa_2S_4$, диэлектрическая проницаемость, проводимость, модель СВН, зонно-прыжковый механизм, энергия активации, радиус прыжка

УДК 537.855. 621.315.592.3
https://doi.org/10.52577/eom.2026.62.2.49

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы усиливается интерес к разработке и исследованию материалов, в которых одновременно проявляются магнитные и полупроводниковые свойства. Присутствие переходных элементов с незаполненной 3d-оболочкой в составе ряда полупроводниковых материалов приводит к формированию новых уникальных физических свойств, в которых одновременно проявляются как полупроводниковые, так и магнитные характеристики. Особое внимание привлекают тройные соединения типа $A^{II}B_2^{III}X_4^{VI}$ (A = Mn, Fe, Co, Ni; B = Ga, In; X = S, Se, Te) [1–25], которые характеризуются возможностью управления магнитными свойствами при помощи электронных или оптических воздействий. Благодаря этому такие кристаллы рассматриваются как перспективные материалы для создания лазеров, светомодуляторов, фотодетекторов и других элементов оптоэлектроники, чувствительных к магнитному полю. На основе соединений данного класса уже получены различные функциональные структуры: фоточувствительные элементы [21–23], гетеропереходы на основе кристаллов $FeIn_2Se_4$ [24], а также нанокристаллы $FeIn_2S_4$ [25]. В работе [26] сообщается о синтезе 2D-пористых нанолистовых фотокатализаторов $MnIn_2Se_4$ методом гидротермальной обработки, которые проявили высокую эффективность при фотокаталитическом разложении воды без применения жертвенных реагентов. Такая активность объясняется большой удельной поверхностью, слоистой морфологией и оптимальной шириной запрещенной зоны. Согласно результатам ряда исследований [27–29], соединения этого класса обладают значительным потенциалом практического применения в фотокатализе, фотоэнергетике, термоэлектрических преобразователях и технологиях возобновляемой энергетики. Авторами [30–33] впервые синтезирован кристалл $MnGa_2S_4$, проведены рентгеноструктурные исследования, определены

параметры решетки, а также показано существование двух различных модификаций: низкотемпературной $MnGa_2S_4$, кристаллизующейся в моноклинной системе с параметрами: a = 12,746 Å, b = 22,609 Å, c = 6,394 Å, β = 108,78º, пространственная группа C2/c, Z = 12; высокотемпературной ромбической β-$MnGa_2S_4$ с параметрами решетки: a = 12,90 Å, b = 7,45 Å, c = 6,13 Å, пространственная группа $Pna2_1$. В указанных работах также представлены результаты исследования магнитных свойств этих модификаций. В последующих исследованиях [34–38] была получена новая фаза $MnGa_2S_4$, аналогичная $MnGa_2Se_4$, и изучены ее электрические и оптические свойства. Кроме того, в работе [39] проведено исследование кристаллической структуры и края собственного поглощения $MnGa_2S_4$.

В данной работе исследованы перенос заряда и диэлектрические потери в кристалле $MnGa_2S_4$ в диапазоне 294–374 K и 25–10^5 Гц.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для проведения исследований были использованы высокочистые элементы: марганец (99,995 мас.%), галлий (99,999 мас.%) и сера (99,99 мас.%), приобретенные у фирмы Alfa Aesar. Компоненты в стехиометрических соотношениях тщательно перемешивались и помещались в кварцевые ампулы, откачанные до давления порядка 10^{-2} Па, после чего ампулы герметично запаивались и подвергались плавлению. Таким образом, был синтезирован кристалл состава $MnGa_2S_4$. По результатам рентгеноструктурного анализа установлено, что соединение $MnGa_2S_4$ кристаллизуется в ромбической сингонии и характеризуется параметрами элементарной ячейки: a = 12,90 Å, b = 7,45 Å, c = 6,13 Å [32–33]. Для исследования электрических свойств из кристаллов $MnGa_2Se_4$ изготавливались пластинки толщиной около 1,5 мм, на которые наносились электроды из серебряной пасты. Образцы помещались в криостат, обеспечивающий регулирование температуры в диапазоне 293–400 K с точностью ±0,5 K. Измерения диэлектрических характеристик и проводимости осуществлялись с использованием цифрового измерителя иммитанса E7-20 в диапазоне частот 25–10^6 Гц. На образцы подавалось измерительное напряжение амплитудой 1 В. На основании полученных данных электрическая проводимость, а также действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости рассчитывались по формулам:

$$\sigma = \frac{d}{RS},\ \varepsilon' = \frac{cd}{\varepsilon_0 s} \text{ и } \varepsilon'' = \mathrm{tg}\delta \times \varepsilon',$$

где σ – электрическая проводимость; ε′ и ε″ – соответственно действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости; d – толщина образца; S – площадь электродов; R – сопротивление, C – емкость; ε_0 – электрическая постоянная.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

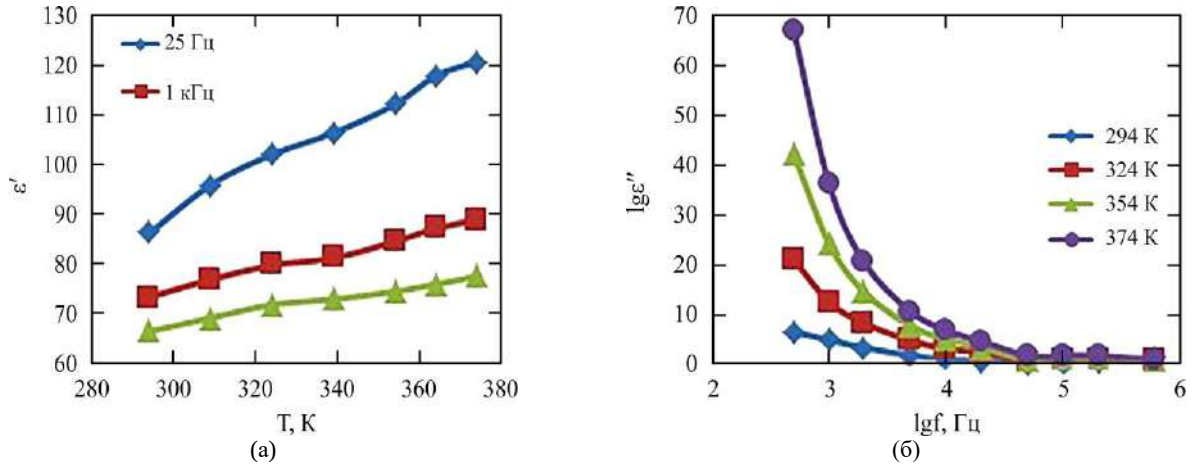
На рис. 1а приведена температурная зависимость действительной части диэлектрической проницаемости (ε′) в кристалле $MnGa_2S_4$ при различных частотах. Видно, что в исследуемом материале с повышением температуры наблюдается рост ε′. В интервале температур 294–374 K и частот 25–10^5 Гц значение действительной части диэлектрической проницаемости изменяется в пределах 85–120. Рост ε′ с температурой можно объяснить следующим образом: известно, что если проводимость диэлектрика или полупроводника велика, то при параллельном соединении ε′ характеризуется выражением [40]:

$$\varepsilon' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega \mathrm{tg}\delta}, \qquad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота; tgδ – тангенс угла диэлектрических потерь.

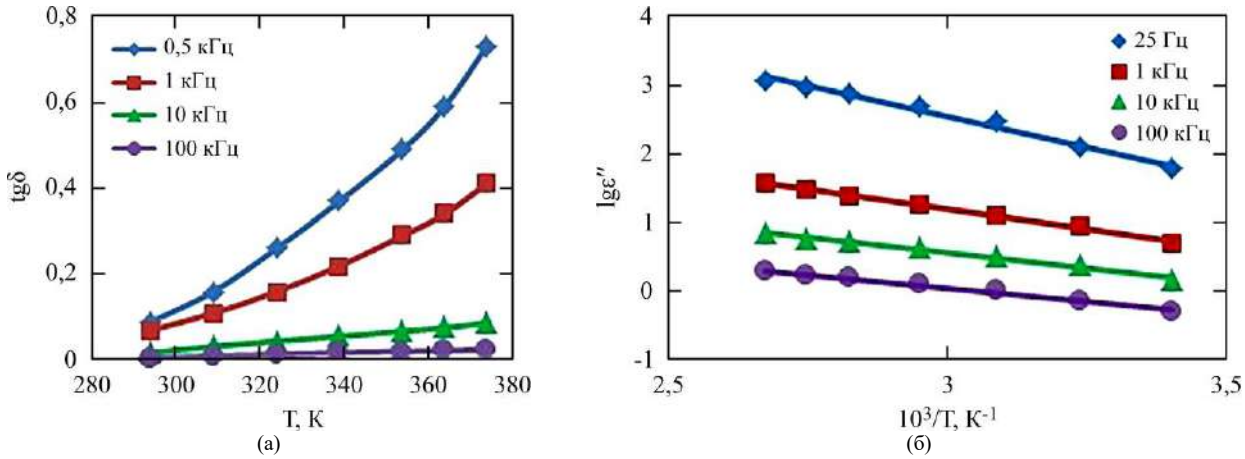
Известно, что в полупроводниках электрическая проводимость определяется выражением σ = qμn, где n – концентрация носителей заряда, которая с ростом температуры увеличивается по экспоненциальному закону. Подвижность μ с температурой изменяется слабо. Как видно из формулы (1), диэлектрическая проницаемость пропорциональна σ. С ростом температуры σ увеличивается, а следовательно, растет и ε′. Основная причина роста ε′ при повышении температуры – увеличение концентрации дефектов [17]. Из рис. 1 видно, что при увеличении частоты электрического поля значение ε′ уменьшается. При низких частотах легкое переориентирование диполей приводит к высоким значениям ε′, а с ростом частоты уменьшение ε′ связано с тем, что переориентация диполей уже не успевает происходить.

На рис. 1б приведены зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости (ε") от частоты для кристалла $MnGa_2S_4$ при различных температурах. Из рис. 1 видно, что в диапазоне частот 5×10^2–5×10^3 Гц величина ε" с ростом частоты начинает уменьшаться более резко. В интервале 5×10^3–6×10^5 Гц снижение ε" происходит более плавно. В целом во всем исследуемом диапазоне температур мнимая часть диэлектрической проницаемости проявляет выраженную дисперсию и при увеличении



(а) (б)

Рис. 1. Температурная зависимость действительной части диэлектрической проницаемости кристалла $MnGa_2S_4$ при различных частотах электрического поля (а) и зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости кристалла $MnGa_2S_4$ от частоты электрического поля при различных температурах (б).



(а) (б)

Рис. 2. Температурная зависимость tgδ кристалла $MnGa_2S_4$ при различных частотах электрического поля (а) и мнимой части диэлектрической проницаемости кристалла $MnGa_2S_4$ при различных частотах (б).

частоты уменьшается почти в 60 раз. Наблюдаемое в эксперименте монотонное падение ε" с увеличением частоты указывает на наличие релаксационной дисперсии в кристалле $MnGa_2S_4$ [15].

На рис. 2а приведены зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (tgδ) от температуры при различных частотах. Видно, что в диапазоне частот 5×10^2–10^5 Гц tgδ возрастает по экспоненциальному закону с температурой и уменьшается с ростом частоты. При низких частотах носители заряда и диполи легко следуют за внешним полем, что вызывает высокие диэлектрические потери. При высоких частотах диполи и носители заряда не успевают полностью отвечать на изменение поля, в результате tgδ резко уменьшается. Этот факт указывает на участие как термически активированной проводимости, так и механизма межфазной поляризации [40].

На рис. 2б показана температурная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости (ε″) при различных частотах. Зависимость ε″ от температуры носит активированный характер (закон Аррениуса):

$$\varepsilon'' \sim \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \qquad (2)$$

Из наклонов прямых, построенных в координатах $\lg\varepsilon''$–$10^3/T$, были рассчитаны энергии активации. В диапазоне частот 25–10^5 Гц с ростом частоты энергия активации уменьшается с 0,36 до 0,16 эВ. При низких частотах (0,36 эВ) носители заряда совершают прыжки из глубоких локальных уровней или дефектных состояний в валентную зону или зону проводимости. Для этого процесса требуется большая энергия активации – преобладают зонные прыжки. При высоких частотах (0,16 эВ) электрическое поле меняется быстрее, и носители совершают прыжки между близкими локальными состояниями, что требует меньшей энергии. Поэтому энергия активации уменьшается. При средних частотах одновременно действуют оба процесса (смешанная зона). Таким образом, уменьшение энергии активации с ростом частоты свидетельствует о наличии смешанного зонно-прыжкового механизма проводимости в

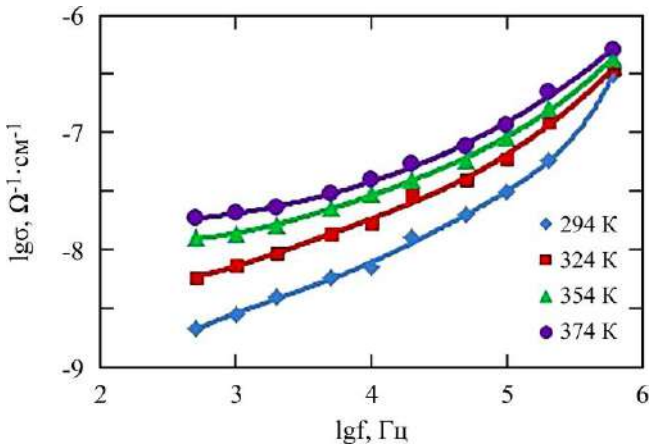


Рис. 3. Зависимость электропроводимости кристалла $MnGa_2S_4$ от частоты электрического поля при различных температурах.

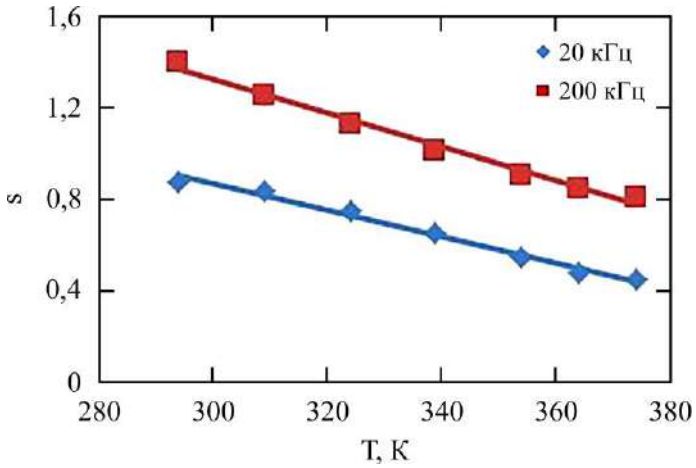


Рис. 4. Температурная зависимость показателя s для кристалла $MnGa_2S_4$ при частотах 20 и 200 кГц.

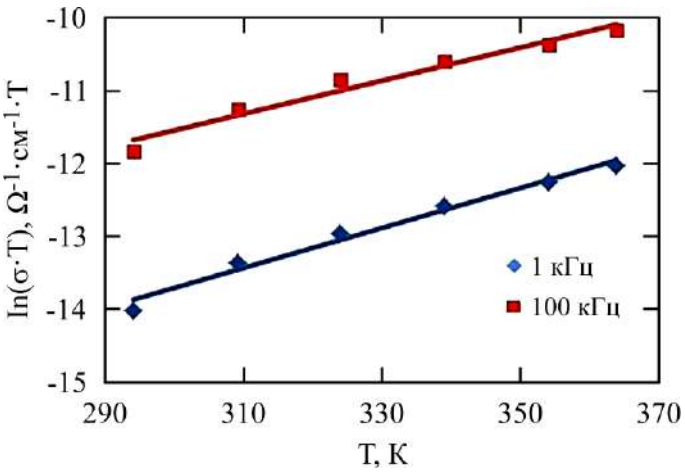


Рис. 5. Зависимость $\ln(\sigma \times T)$ от T для кристалла $MnGa_2S_4$ при частотах 1 и 100 кГц.

кристалле $MnGa_2S_4$ [20]. Уменьшение E_a с частотой хорошо описывается моделью коррелированных прыжков (СВН): при высоких частотах длина прыжка уменьшается и носители переходят между более близкими энергетическими состояниями, в результате $E_a = f(\omega)$ убывает (что согласуется с моделью СВН) [41].

На рис. 3 приведена зависимость электрической проводимости монокристалла $MnGa_2S_4$ от частоты переменного электрического поля при различных температурах. Из рис. 3 видно, что вначале проводимость растет медленно, а в диапазоне 10^5–6×10^5 Гц увеличивается быстрее. Частотная зависимость проводимости для кристалла $MnGa_2S_4$ описывается выражением:

$$\sigma = A\,\omega^S, \qquad (3)$$

где ω – круговая частота ($\omega = 2\pi f$); A – константа, не зависящая от частоты; s – показатель степени.

Температурная зависимость показателя s (формула (3)) важна для определения механизма

проводимости. В случае квантово-механического туннелирования (QMT) показатель s увеличивается с температурой [42], для модели прыжков через потенциальный барьер (НОВ) $s \approx 1$ [43], а в модели коррелированных прыжков (СВН) показатель s уменьшается с ростом температуры [41].

Согласно СВН-модели, электроны в электрическом поле совершают прыжки через потенциальный барьер:

$$W = W_M - \frac{ne^2}{\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}, \qquad (4)$$

где W_M – максимальная высота потенциального барьера; ε — диэлектрическая проницаемость материала; ε_0 – диэлектрическая постоянная вакуума; r – расстояние между двумя состояниями носителя заряда; n – число электронов, участвующих в прыжке (для поляронов и биполяронов соответственно 1 и 2).

Проводимость переменного тока в СВН-модели выражается формулой:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^3 N^2 \varepsilon\varepsilon_0 \omega R_\omega^6}{24}, \qquad (5)$$

где N – плотность пар состояний, между которыми совершается прыжок.

Длина прыжка R_ω связана с высотой потенциального барьера следующим образом:

$$R_\omega = \frac{e^2}{\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left[W_M - kT\ln\left(\frac{1}{\omega\tau_0}\right)\right]^{-1}. \qquad (6)$$

Здесь τ_0 – характерное время релаксации (обратная частота фонона ν_f). В то же время показатель степени s связан с W_M выражением:

$$s = 1 - \frac{6kT}{\left[W_M - kT/(\omega\tau_0)\right]}. \qquad (7)$$

В первом приближении формула (7) упрощается до:

$$s = 1 - \frac{6kT}{W_M}. \qquad (8)$$

Для исследуемого материала показатель s вычислен из экспериментальных кривых (рис. 3). Температурная зависимость s для кристалла $MnGa_2S_4$ приведена на рис. 4. Для частот 2×10^4 и 2×10^5 Гц уменьшение s с ростом температуры связано с наличием прыжкового механизма проводимости. Согласно СВН-модели [41], электроны совершают прыжки между энергетическими уровнями, преодолевая потенциальный барьер.

На основании экспериментальных данных и уравнений (5)–(8) для монокристалла $MnGa_2S_4$ при температуре 324 К и частоте 2×10^4 Гц были рассчитаны основные параметры модели СВН. Установлено, что максимальная высота потенциального барьера составляет W_m = 0,67 эВ, характерный радиус прыжка – R_ω = $3{,}86\times10^{-10}$ м, а плотность пар локализованных состояний равна $N = 4{,}1\times10^{27}$ м$^{-3}$.

Для уточнения механизма увеличения проводимости с частотой проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов. Известно, что если зависимость проводимости $\sigma(\omega) \sim \omega^S$ $(0{,}01 \le s \le 1{,}0)$ выполняется, то в кристаллах и аморфных полупроводниках предполагается наличие прыжкового механизма проводимости [44, 45]. Температурная зависимость проводимости по дебаевскому анализу была рассмотрена в работе [45] и имеет вид:

$$\sigma(T)_\omega \sim T^{-1}\exp\left(\frac{T}{T_0}\right), \qquad (9)$$

где T_0 – характеристическая температура. Согласно выражению (9), при $T > T_0$ зависимость $\ln(\sigma\times T)$ от T должна быть линейной. Экспериментальная зависимость $\ln(\sigma\times T)$ от T для кристалла $MnGa_2S_4$ при различных частотах приведена на рис. 5. Видно, что для частот 1 и 100 кГц получены прямые линии, что подтверждает наличие прыжкового механизма проводимости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведён анализ диэлектрических свойств и процессов переноса заряда в кристалле $MnGa_2S_4$ в диапазоне температур 294–374 К и частот 25–10^5 Гц. Установлено, что наблюдаемое температурно-частотное поведение диэлектрической проницаемости и потерь обусловлено совместным вкладом термически активированного переноса носителей заряда и межфазной поляризации. Уменьшение энергии активации с ростом частоты отражает изменение механизма переноса от зонного к локализованному прыжковому, что свидетельствует о реализации смешанного механизма проводимости. Анализ частотной зависимости электропроводности показал её подчинение степенному закону, тогда как температурное поведение показателя s согласуется с моделью коррелированных прыжков (СВН), подтверждая доминирующую роль прыжкового переноса. Полученные значения энергетических и пространственных параметров (W_m, R_ω, N) свидетельствуют о существенном вкладе локализованных состояний в формирование диэлектрических потерь и транспортных характеристик исследуемого кристалла.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sagredo, V., Morón, M., Betancourt, L. and Delgado, G.J., Antiferromagnetic versus spin-glass like behavior in $MnIn_2S_4$, *J. Magn. Magn. Mater.*, 2007, vol. 312, no. 2, p. 294.
2. Takubo, K., Mizokawa, T., Nambu, Y. and Nakatsuji, S., Electronic structure study of triangular lattices in $FeGa_2S_4$, $Fe_2Ga_2S_5$, and $NiGa_2S_4$: Photoemission spectroscopy and Hartree-Fock calculations, *Phys. Rev. B.*, 2009, vol. 79, no. 13, art. ID 134422. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.134422
3. Shi, Y.-F., Wang, Y. and Wu, L.-M., Hexagonal MIn_2S_4 (M = Mn, Fe, Co): formation and phase transition, *J. Phys. Chem. C*, 2013, vol. 117, no. 39, p. 20054. https://doi.org/10.1021/jp407067d
4. Rincón, C., Torrres, T.E., Sagredo, V., Jiménez-Sandoval, S.J., et al., The Fundamental absorption edge in $MnIn_2Se_4$ layer semi-magnetic semiconductor, *Physica B: Cond. Matt.*, 2015, vol. 477, p. 123. https://doi.org/10.1016/j.physb.2015.08.004
5. Hou, W., Xiao, Y. and Han, G., An interconnected ternary MIn_2S_4 (M = Fe, Co, Ni) thiospinels nanosheets array: a type of efficient platinum-free counter electrodes for dye-sensitized solar cells, *Angew. Chem.*, 2017, vol. 56, no. 31, p. 9146. https://doi.org/10.1002/anie.201705399
6. Myoung, B.R., Lim, J.T. and Kim, C.S., Investigation of magnetic properties on spin-ordering effects of $FeGa_2S_4$ and $FeIn_2S_4$, *J. Magn. Magn. Mater.*, 2017, vol. 438, p. 121. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.04.056
7. Pauliukavets, S.A., Bychek, I.V. and Patapovich, M.P., Specific features of the growth, structure, and main physicochemical properties of $FeGa_2Se_4$ single crystals, Inorg. *Mater. Appl. Res.*, 2018, vol. 9, no. 2, p. 207. https://doi.org/10.1134/S2075113318020223
8. Yang, J., Zhou, Z., Fang, J., Wen, H., et al., Magnetic and transport properties of a ferromagnetic layered semiconductor $MnIn_2Se_4$, *Appl. Phys. Lett.*, 2019, vol. 115, art. ID 222101. https://doi.org/10.1063/1.5126233
9. Zeng, C. and Hu, Y., Hydrothermal synthesis of a $CoIn_2S_4$/g-C_3N_4 heterojunctional photocatalyst with enhanced photocatalytic H_2 evolution activity under visible light illumination, *Nanotechnology*, 2020, vol. 31, no. 50, art. ID 505711. https://doi.org/10.1088/1361-6528/abb72c
10. Hwang, Y., Choi, J., Ha, Y., Cho, S., et al., Electronic and optical properties of layered chalcogenide $FeIn_2Se_4$, *Curr. Appl. Phys.*, 2020, vol. 20, no. 1, p. 212. https://doi.org/10.1016/j.cap.2019.11.005
11. Kim, H., Liu, X., Kim, M., Cho, Y., et al., Layerdependent band structure of ternary metal chalcogenides: thickness-controlled hexagonal $FeIn_2S_4$, *Chem. Mater.*, 2020, vol. 33, p. 164. https://doi.org/10.1021/acs.chemmater.0c03146
12. Niftiyev, N.N., Photoelectric properties of $MnIn_2S_4$ crystals, *Journal of Applied Spectroscopy*, 2022, vol. 88, p. 1234. https://doi.org/10.1007/s10812-022-01304-w
13. Lee, T.-Y. and Liu, W.-R., Reduced Graphene Oxide-Wrapped Novel $CoIn_2S_4$ Spinel Composite Anode Materials for Li-ion Batteries, *Nanomaterials*, 2022, vol. 12, no. 24, art. ID 4367. https://doi.org/10.3390/nano12244367
14. Sharan, A., Sajjad, M., Singh. D.J. and Singh, N., Two-dimensional ternary chalcogenides FeX_2Y_4 (X=Ga, In; Y=S, Se, Te): Promising materials for sustainable energy, *Phys. Rev. Mater.*, 2022, vol. 6, no. 9, art. ID 094005. https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.6.094005
15. Niftiyev, N. N., Dashdemirov, A.O., Mamedov, F.M. and Muradov, M.B., Dielectric properties of layered $MnGaInSe_4$ single crystals in an alternating electric field, *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2023, vol. 59, no. 5, p. 644. https://doi.org/10.52577/eom.2023.59.2.61
16. Gainza, J., Guinazu, O.N., Cespedes, E., Falcon, H., et al., Tunable inversion degree of $MnIn_2S_4$ thiospinels prepared by high-pressure synthesis, and its implication in the optical and magnetic properties, *J. Alloys Comp.*, 2023, vol. 969, art. ID 172413. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2023.172413
17. Нифтиев, Н.Н., Тагиев, О.Б., Мурадов, М.Б., Мамедов Ф.М., Электрические свойства слоистых монокристаллов $FeGaInS_4$ на переменном токе, *ФТП*, 2009, т. 43, № 11, с. 1447.
18. Niftiyev, N.N., Mammadov, F.M., Dashdemirov, A.O., Mamedov, R.M., et al., Frequency dispersion of dielectric coefficients of $MnGaInTe_4$ crystals, *SPQEO*, 2024, vol. 27, no. 2, p. 189. https://doi.org/10.15407/spqeo27.02.189
19. Niftiyev, N. N., Dashdemirov, A.O., Mamedov, F.M. and Agayeva, R.M., Electrical properties of $FeGa_{0.4}In_{1.6}Se_4$ at alternating current, *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2024, vol. 60, No. 3, p. 821. https://doi.org/10.3103/S1068375524700418
20. Niftiyev, N.N., Mammadov, F.M., Sardarli, R.M., Salmanov, F.T., et al., Dielectric properties of $FeGaInSe_4$ crystal in an alternating electric field, *Solid State Communications*, 2025, vol. 405, art. ID 116134. https://doi.org/10.1016/j.ssc.2025.116134
21. Боднарь, И.В., Рудь, В.Ю., Рудь, Ю.В., Фоточувствительные структуры на монокристаллах $MnIn_2S_4$: создание и свойства, *ФТП*, 2009, т. 43, № 11, с. 1549.
22. Боднарь, И.В., Павлюковец, С.А., Рудь, В.Ю., Рудь, Ю.В., Выращивание монокристаллов $FeIn_2S_4$

и создание фоточувствительных структур на их основе, *ФТП*, 2009, т. 43, № 11, с. 1553.

23. Боднарь, И.В., Рудь, В.Ю., Рудь, Ю.В., Ложкин, Д.В., Четверные твердые растворы $(FeIn_2S_4)_x$ – $(MnIn_2S_4)_{1-x}$ и фоточувствительные структуры на их основе, *ФТП*, 2011, т. 45, № 7, с. 941.
24. Ковалюк, З.Д., Катеринчук, В.Н., Нетяга, В.В., Заслонкин, А.В., Гетеропереход на основе кристалла $FeIn_2Se_4$, полученного методом Бриджмена, *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2007, № 5, с. 43.
25. Kim, H., Tiwari, A.P., Hwang, E., Cho. Y., et al., $FeIn_2S_4$ nanocrystals: A ternary metal chalcogenide material for ambipolar field-effect transistors, *Advanced Science* 2018, vol. 5, no. 7, art. ID 1800068. https://doi.org/10.1002/advs.201800068
26. Liang, H., Feng, T., Tang, S., Zhao, K., et al., Twodimensional (2D) $MnIn_2Se_4$ nanosheets with porous structure: a novel photocatalyst for water splitting without sacrificial agents, *Chem. Commun*., 2019, vol. 55, p. 15061. https://doi.org/10.1039/C9CC08145C
27. Chen, W., He, Z.-C., Huang, G.-B., Wu, Ch-L., et al., Direct Z-scheme 2D/2D $MnIn_2S_4$/g-C_3N_4 architectures with highly efficient photocatalytic activities towards treatment of pharmaceutical wastewater and hydrogen evolution, *Chem. Eng. J.*, 2019, vol. 359, p. 244.
28. Song, Y., Guo, Y., Qi, S., Zhang, K., et. al., $Cu_7S_4/MnIn_2S_4$ heterojunction for efficient photocatalytic hydrogen generation, *J. Alloys Comp.*, 2021, vol. 884, art. ID 161035. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.161035
29. Zhang, B., Liu, Y., Hao, J., Gu, D., et al., *Environ. Sci. Pollut. Res.*, 2023, vol. 30, no. 5, p. 13438.
30. Kanomato, T., Ido, H. and Kaneko, T., Maqnetic and crystallographic studies of MIn_2S_4, M=Mn, Fe, Co and Ni, *J. Phys. Japan*, 1973, vol. 34, p. 554.
31. Бабаева, Б.К., Рустамов, П.Г., Алиджанов, М.А., *Тройные полупроводники и их применение.* 1976, 147 с.
32. Pardo, M., Fourcroy, P. and Flahaut J., System Ga_2S_3-MnS diaqramme de phase-etude crisalloq raphique, *Mat. Res. Bull.*,1975, vol. 10, p. 665.
33. Rimet, R., Buder, R., Schlenker, C., Roques, R., et al., New antiferromagnetic properties of manganese gollium sulfides $MnGa_2S_4$ - α and $MnGa_2S_4$ -β, *Solid state communications*, 1981, vol. 37, p. 693.
34. Niftiyev, N.N. and Tagiev, O.B., Current-voltage characteristics of $MnIn_2S_4$ and $MnGa_2S_4$ single crystals, *Semiconductors*, 2004, vol. 38, p.161. doi: 10.1134/1.1648367
35. Niftiyev, N.N. and Tagiev, O.B., Effect of a high electric field on the conductivity of $MnGa_2S_4$, $MnIn_2S_4$ and $MnGaInS_4$ single crystals, *Semiconductors*, 2009, vol. 43, p. 1131. https://doi.org/10.1134/S1063782609090048
36. Niftiyev, N.N. and Tagiev, O.B., Polarized optical absorption of $MnGa_2S_4$ single crystals. *Optics and Spectroscopy*, 2016, vol. 121, p. 402. https://doi.org/10.1134/S0030400X16080178
37. Niftiev, N.N., Optical absorption of $MnGa_2S_4$ single crystals, *Intermetallics*, 2003, № 11, p. 975. https://doi.org/10.1016/S0966-9795(03)00051-7
38. Asadullayeva, S.G., IsmayIlova, N.A., AlIzade, E.H., et al., Photoluminescence and spectroscopic ellipsometry of single crystal $MnGa_2S_4$, *Bull. Mater Sci.*, 2024, vol. 47, p. 115. https://doi.org/10.1007/s12034-024-03197-1
39. Tsuboi, N., Ogihara, K., Suda, Y., Oishi, K., et al., Crystal structure and properties of defect – chalcopyrite – type $MnGa_2S_4$, *JJAP*, 2005, vol. 44, p. 725. doi: 10.1143/JJAP.44.725
40. Поплавко, Ю.М., *Физика диэлектриков,* Киев: Вища школа, 1980. 400 с.
41. Pike, G.E., AC conductivity of scandium oxide and a new hopping model for conductivity, *Phys. Rev. B 6*, 1972, p. 1572. https://doi.org/10.1103/ PhysRevB.6.1572
42. Long, A.R., Frequency-dependent loss in amorphous semiconductors, *Adv. Phys.*, 1982, vol. 31, p. 553. https://doi.org/10.1080/00018738200101418.
43. Pollak, M., AS conductivity of glasses, *Phys. Rev. Lett.*, 1972, vol. 28, p. 1449. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.1449.
44. Sardarli, R.M., Salmanov, F.T., Alieva, N.A. and Abbasli, R.M., Impedance spectroscopy of $(TlGaSe_2)_{1-x}(TlInSe_2)_x$ solid solutions in radio frequency range, *Modern physics letters b*, 2020, vol. 34, no. 11, art. ID 2050113. https://doi.org/10.1142/S0217984920501134
45. Mott, N.F. and Davis, E.A., *Electronic processes in non-crystalline materials.* 2-nd ed., Oxfod: Oxford University Press, 1979, 590 p.

Summary

In this work, charge transport and dielectric losses in a $MnGa_2S_4$ crystal were investigated in the temperature range of 294–374 K and the frequency range of 25–10^5 Hz. It was found that the real part of the dielectric permittivity (ε′) increases with temperature and decreases with frequency. The dielectric loss tangent (tgδ) exhibited an exponential increase with temperature and decreased at higher frequencies, indicating contributions from the thermally activated charge transport and the interfacial polarization. From the temperature dependence of the imaginary part of the dielectric permittivity (ε″), activation energies were determined, decreasing from 0.36 to 0.16 eV with increasing frequency, which confirms the presence of a mixed band–hopping conduction mechanism. The frequency dependence of the electrical conductivity is well described by $\sigma(\omega) = A\omega^S$, and the decrease of the parameter s with increasing temperature is consistent with the correlated barrier hopping model. It was established that at a temperature of 324 K the maximum potential barrier height is W_m = 0.67 eV, the characteristic hopping radius is $R_\omega = 3.86 \cdot 10^{-10}$ m, and the density of localized state pairs is $N = 4.1 \cdot 10^{27}$ m^{-3}.

Keywords: $MnGa_2S_4$, permittivity, conductivity, correlated barrier hopping model, band-hopping mechanism, activation energy, jumping radius