

УДК 621.315.592

## Импедансные характеристики $\gamma$ -облученных твердых растворов $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$

© Р.М. Сардарлы<sup>1</sup>, Ф.Т. Салманов<sup>1</sup>, Н.А. Алиева<sup>1</sup>, Р.М. Аббаслы<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиационных проблем Национальной академии наук Азербайджана, Az-1143 Баку, Азербайджан

<sup>2</sup> Бакинский государственный университет, Az-1148 Баку, Азербайджан

E-mail: sardarli@yahoo.com

Поступила в Редакцию 28 мая 2019 г.

В окончательной редакции 23 сентября 2019 г.

Принята к публикации 27 января 2020 г.

Методами импедансной спектроскопии исследованы процессы переноса заряда в твердых растворах  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  в диапазоне частот 20–10<sup>6</sup> Гц до и после  $\gamma$ -облучения. Установлен релаксационный характер дисперсии диэлектрической проницаемости, а также природа диэлектрических потерь. Частотная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь ( $\text{tg } \delta$ ) в кристаллах твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  обусловлена не только релаксационной поляризацией, но и сквозной проводимостью. Рассчитаны значения времени релаксации  $\tau = 10^{-3}$  с. Установлено, что в частотном интервале 10<sup>5</sup>–5 · 10<sup>5</sup> Гц для электропроводности выполняется закономерность  $\sigma \sim f^S$  ( $0.1 \leq S \leq 1.0$ ), указывающая на проводимость по локализованным состояниям. Дальнейший рост частоты приводит к росту ионной проводимости переходу системы в суперионное состояние.

**Ключевые слова:** твердые растворы, диэлектрическая проницаемость, время релаксации, диэлектрические потери, проводимость, импеданс.

DOI: 10.21883/FTP.2020.06.49376.9172

### 1. Введение

Особенностью развития современной физики твердого тела и твердотельной электроники является тенденция к использованию принципиально новых физических явлений, основанных на свойствах этих материалов, связанных с неупорядоченным характером структуры. При сохранении идеальной кристаллографической симметрии в пространственном размещении узлов структурной матрицы неупорядоченность может возникнуть за счет нарушений периодичности в заполнении этих узлов (твердые растворы), в ориентации электронных спинов (спиновая неупорядоченность) и др. Неупорядоченные материалы представляют собой широкий класс объектов, в которых проявляются специфические особенности в энергетических спектрах. В них меняется механизм релаксационных процессов диэлектрических свойств, наблюдаются характерные особенности в процессе переноса заряда. Для технических целей, изучая природу переноса заряда в активных средах, необходимо установление механизма электропереноса.

Среди соединений, которые можно объединить общей формулой  $\text{ТВ}^{\text{III}}\text{C}_2^{\text{VI}}$ , особое место занимают кристаллы с цепочечной и слоистой структурой. Эти соединения проявляют высокую чувствительность в инфракрасной, видимой и рентгеновских областях спектра [1–16]. Благодаря этим свойствам соединения используются (и могут быть использованы) как функциональные элементы

в системах оптоэлектроники в качестве фоторезисторов, фотоприемников, рентген-детекторов, детекторов ядерного излучения и др. [5,6].

Цель настоящей работы — установление особенностей импедансных спектров твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  в радиочастотном диапазоне до и после  $\gamma$ -облучения, а также установление природы электрической проводимости и диэлектрических потерь в широком частотном интервале. Выбор твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  (где  $x = 0, 0.2$  и  $0.3$ ) в качестве объектов исследования связан с тем, что крайние компоненты системы имеют схожую структуру и близкие ионные радиусы ( $R_{\text{In}^{3+}} = 0.081$  нм,  $R_{\text{Ga}^{3+}} = 0.062$  нм,  $R_{\text{Se}^{2-}} = 0.198$  нм,  $R_{\text{S}^{2-}} = 0.184$  нм). Они хорошо удовлетворяют правилу Гольдшмидта, что указывает на большую вероятность существования твердых растворов замещения в широком интервале составов и температур.

При приложении слабого переменного электрического поля на обкладки конденсатора диэлектриком, в котором находится соединение с неупорядоченной структурой, следует учитывать наличие трех механизмов переноса заряда, реализующихся в различных температурных и частотных интервалах [17–22]: перенос носителей заряда за край подвижности по делокализованным состояниям; прыжковый перенос носителей заряда, возбужденных в локализованные состояния вблизи краев подвижности; прыжковый перенос носителей по локализованным состояниям и преимущественно ионный перенос заряда (суперионная проводимость). Случай

переноса носителей по делокализованным состояниям реализуется при высоких частотах. При проводимости по локализованным состояниям частотная зависимость проводимости описывается степенным законом:

$$\operatorname{Re}(\sigma(\omega)) \sim \omega^s, \quad (1)$$

где  $0.7 < s < 1$ .

Приведенная зависимость, как правило, выполняется на частотах до  $10^6$  Гц. Она характерна для прыжкового механизма переноса заряда в неупорядоченных системах [17–22]. Зависимость вида (1) выполняется в широком частотном интервале, и связана с туннельными прыжками и прыжками носителей через барьеры. В работах [17–22] рассмотрены процессы электрического переноса в переменном поле с широким распределением длин прыжков. В основе этой теории лежит представление о диполе как паре доноров, между которыми происходит перескок электрона. Этот механизм можно представить как туннелирование носителей заряда через потенциальный барьер между локализованными состояниями, сопровождаемый электрон-фононным взаимодействием. Конечный результат этой модели приводит к выражению (1).

В работе [20] предложен анализ прыжковой проводимости на основе метода эффективной среды. В этом методе рассматриваются системы как с ближним порядком, так и случай с неупорядоченным расположением узлов в пространстве. В этом методе рассматривается частотная зависимость функции  $\Psi(\omega)$ , при этом не учитывается вклад постоянного тока и высокочастотных процессов. Согласно работе [20], для трехмерных систем выделяется несколько областей изменения функции  $\Psi(\omega)$ : прыжки совершаются по бесконечному кластеру,  $\Psi(\omega) \sim 1/\omega$ ; в случае большого, но конечного кластера  $\Psi(\omega) \sim \ln \omega$ ; в случае кластера с числом узлов больше двух (средний кластер)  $\Psi(\omega)$  не зависит от  $\omega$ ;  $\Psi(\omega)$  уменьшается с ростом  $\omega$  при двухузельных перескоках. Таким образом, при исследовании процесса переноса заряда на переменном токе в неупорядоченной среде требуются тщательный анализ экспериментальных данных и подбор наиболее адекватной модели.

При измерениях диэлектрических параметров твердых тел на переменном токе пользуются методами импедансной спектроскопии, при этом, как правило, используют понятие комплексной диэлектрической проницаемости:  $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ , где  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости. Эта методика позволяет получить наиболее полную информацию об особенностях проводимости как в толще объекта исследования, так и на его границе, а также установить характер релаксационных потерь.

## 2. Эксперимент

Образцы твердых растворов синтезировались сплавлением исходных компонентов (чистота не менее 99.99%)

в вакуумированных кварцевых ампулах, а их монокристаллы выращивались модифицированным методом Бриджмена. Приготовленные для исследования свежесколотые образцы, в которых ось  $c$  кристалла ориентирована перпендикулярно сколу, имели прямоугольный вид. Для измерений температурных зависимостей электропроводимости образцов кристаллов твердого раствора  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  были изготовлены конденсаторы, диэлектриком в которых служили пластинки исследуемых материалов. Обкладки конденсаторов были получены нанесением серебряных токопроводящих контактов на поверхности сколотых пластинок. Электрические свойства образцов твердого раствора  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  (где  $x = 0, 0.2$  и  $0.3$ ) исследовались методом импедансной спектроскопии в области частот  $20\text{--}10^6$  Гц. Перед проведением каждого цикла измерений образец выдерживался в течение нескольких часов при температуре 350 К без приложения внешнего поля. Исследования электропроводимости проводились цифровым измерителем иммитанса Е7-25, точность измерений составляла 0.1%. После предварительных измерений  $\operatorname{tg} \delta(T)$  и  $\varepsilon(T)$  образцы подвергались воздействию  $\gamma$ -облучения от стандартного источника излучения  $^{60}\text{Co}$ . Доза облучения накапливалась постепенно в каждом из исследованных образцов посредством последовательных экспозиций  $\gamma$ -воздействия до величины 0.25 MGy.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

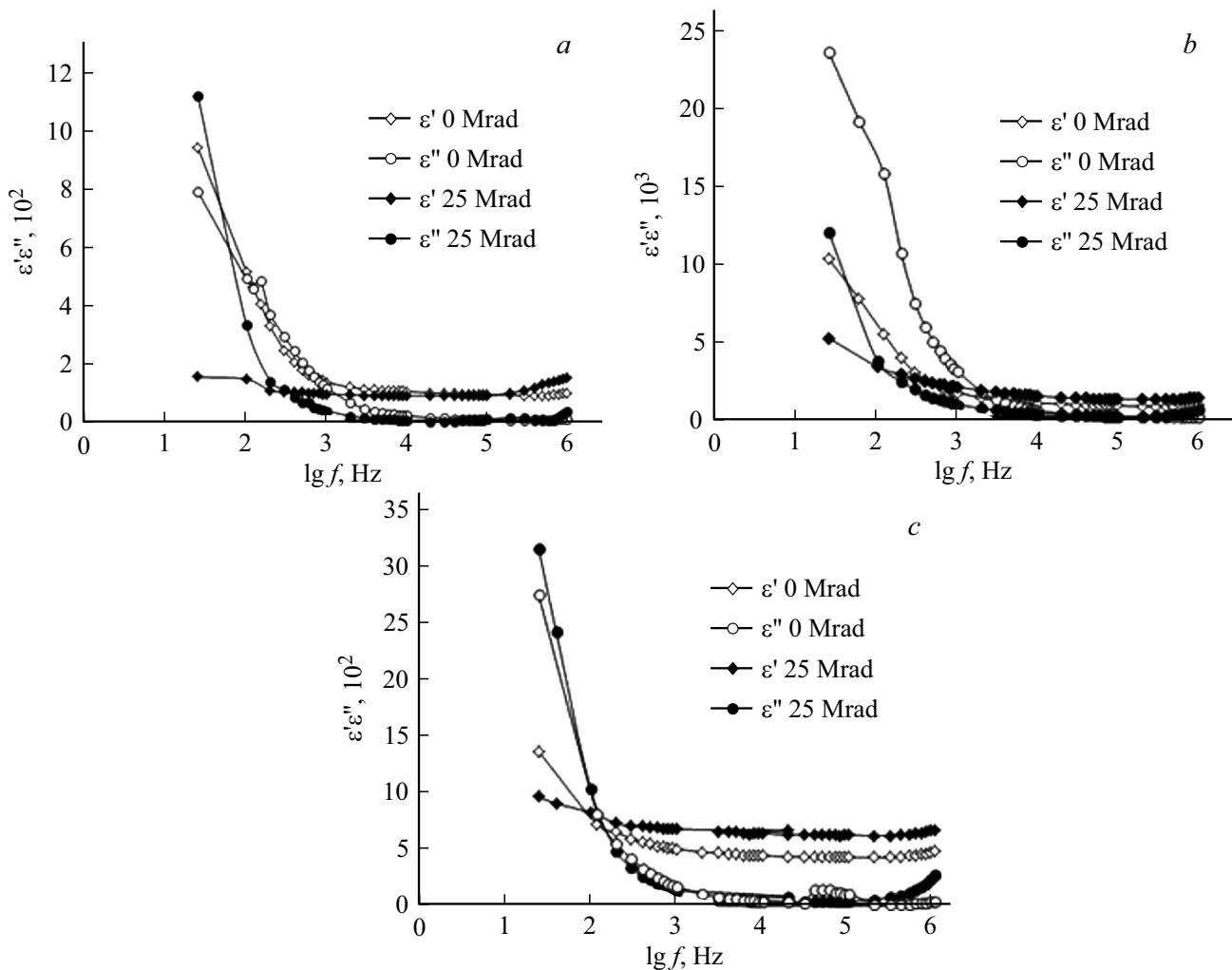
### 3.1. Частотные зависимости $\varepsilon'$ и $\varepsilon''$ для твердых растворов $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$

При измерениях на образец подавалось измерительное напряжение 1–5 В. Из формул

$$\varepsilon' = \frac{Cd}{\varepsilon_0 S} \quad \text{и} \quad \varepsilon'' = \operatorname{tg} \delta \varepsilon \quad (2)$$

соответственно рассчитывались действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости.

На рис. 1 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости кристаллов твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  для составов  $x = 0, 0.2$  и  $0.3$  соответственно рис. 1, *a*, *b* и *c*. Приведенные характеристики обнаруживают дисперсию, которая проявляется в понижении значений компонентов комплексного импеданса с ростом частоты измерительного электрического поля. Из кривых рис. 1 видно, что с ростом частоты от 10 до  $10^6$  Гц  $\varepsilon'$  уменьшается на несколько порядков, причем при сравнительно низких частотах наблюдается резкий спад  $\varepsilon'$ , а при высоких значениях частот ( $f > 10^3$  Гц)  $\varepsilon'$  слабо зависит от  $f$  и при частотах  $10^6$  Гц принимает значение  $\sim 18.0$ . Эти значения высокочастотной диэлектрической проницаемости для



**Рис. 1.** Частотная дисперсия действительной и мнимой составляющих комплексной диэлектрической проницаемости в кристаллах твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ , измеренных при 300 К: *a* —  $x = 0$ , *b* —  $x = 0.2$ , *c* —  $x = 0.3$ .

кристаллов твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  являются также значениями оптической диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$ .

Характер частотной дисперсии кривых образцов, подвергнутых  $\gamma$ -облучению дозой 0.25 МГу, слабо изменился. Как видно из рисунков, диэлектрическая проницаемость при низких частотах, по сравнению с высокими частотами, уменьшается: для состава  $x = 0$ , т.е. для кристалла  $\text{TlGaSe}_2$ ,  $\epsilon'$  уменьшился в 10 раз, для состава  $x = 0.1$   $\epsilon'$  уменьшился в 2 раза, а для  $x = 0.2$   $\epsilon'$  уменьшился в 1.5 раза.

Известно, что активационные процессы в диэлектриках с релаксационной поляризацией приводят к максимуму в частотной зависимости мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon''$ . Однако, как видно из рисунков, как для исходных, так и для облученных образцов обе компоненты  $\epsilon$  монотонно убывают с увеличением частоты. Такое поведение обычно характерно при проводимости по локализованным состояниям с переменной длиной прыжка и с участием фононов в сильно

разупорядоченных системах, так как  $\epsilon'' \sim \sigma(\omega)/\omega$ , тогда с учетом выражения (1) можно записать  $\epsilon'' \sim \omega^{(1-s)}$ .

### 3.2. ас-проводимость

В нашей предыдущей работе [23] в системе  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  был обнаружен резкий рост проводимости при  $T > 300$  К, который был связан с увеличением концентрации ионных носителей заряда. При этом (в случае блокирующих электродов) приложение внешнего электрического поля приводило к тому, что в приповерхностной части образцов формировалась область с двойным электрическим слоем. Это и было причиной резкого роста диэлектрической проницаемости вследствие роста приповерхностной емкости. В настоящей работе нами представлены результаты исследования частотной зависимости ас-проводимости твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  для составов  $x = 0, 0.1$  и  $0.3$  при  $T = 300$  К. Измерения проводились до и после  $\gamma$ -облучения дозой 0.25 МГу. Наблюдается резкий рост, в  $\sim 10$  раз, ас-проводимости твердых растворов при

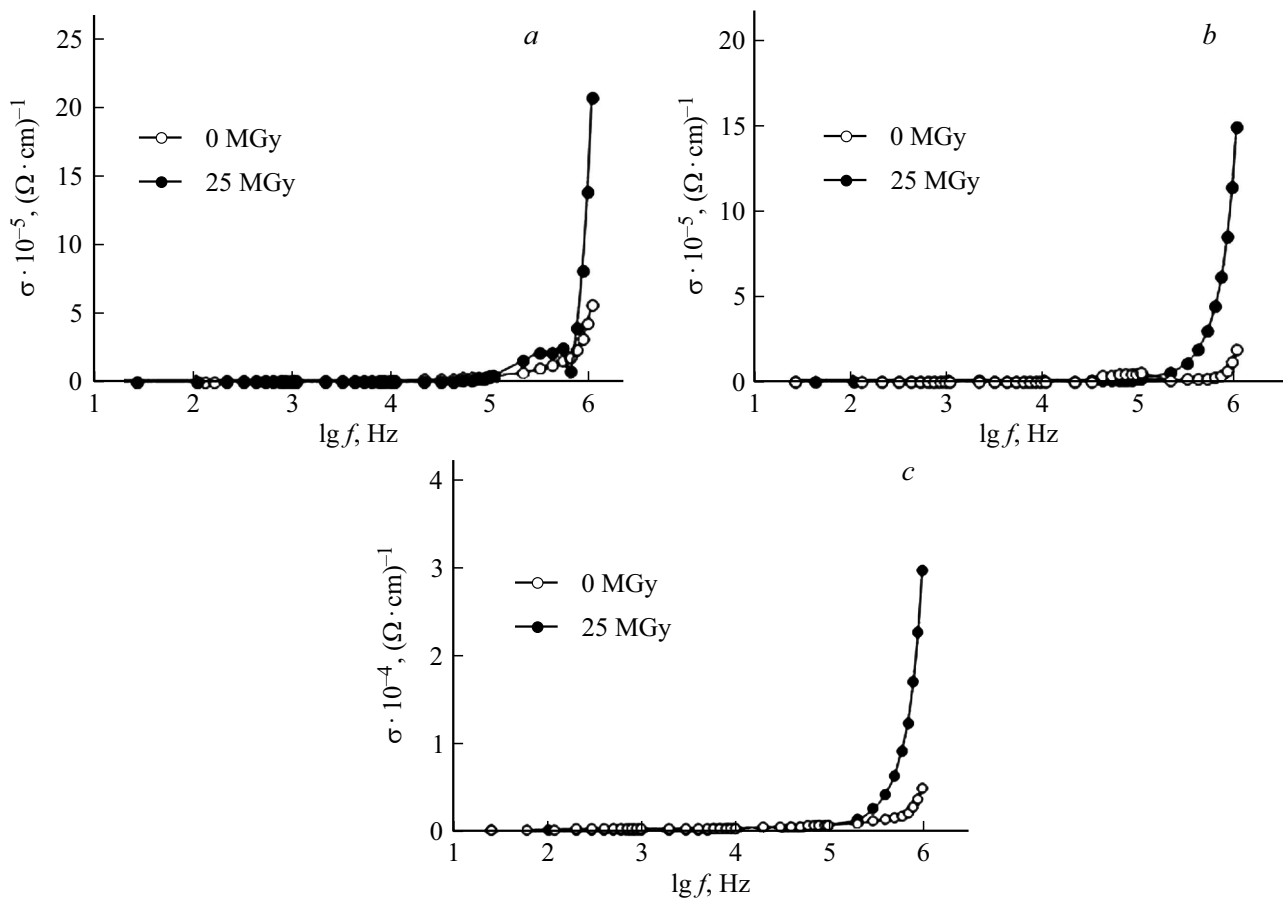


Рис. 2. ас-проводимость твердых растворов  $(TiGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$  при  $T = 300$  К:  $a - x = 0$ ,  $b - x = 0.2$ ,  $c - x = 0.3$ .

частотах, близких к  $10^6$  Гц. Как видно из рис. 2, радиационное воздействие  $\gamma$ -лучами дозой 0.25 MGy практически не влияет на характер частотной зависимости проводимости. Это связано, по всей видимости, с тем, что твердые растворы  $(TiGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$  при 300 К и частотах, близких к  $10^6$  Гц, находятся в суперионной фазе, проводимость при этой температуре и этих частотах является преимущественно ионной, а система достаточно разупорядочена. Так что в этих условиях дополнительные дефекты, внесенные радиационным воздействием, на частотной зависимости проводимости не сказываются. Слоистая структура исследуемых твердых растворов создает сквозные каналы проводимости для ионов  $Tl^{1+}$ , которые, находясь в тригональных пустотах

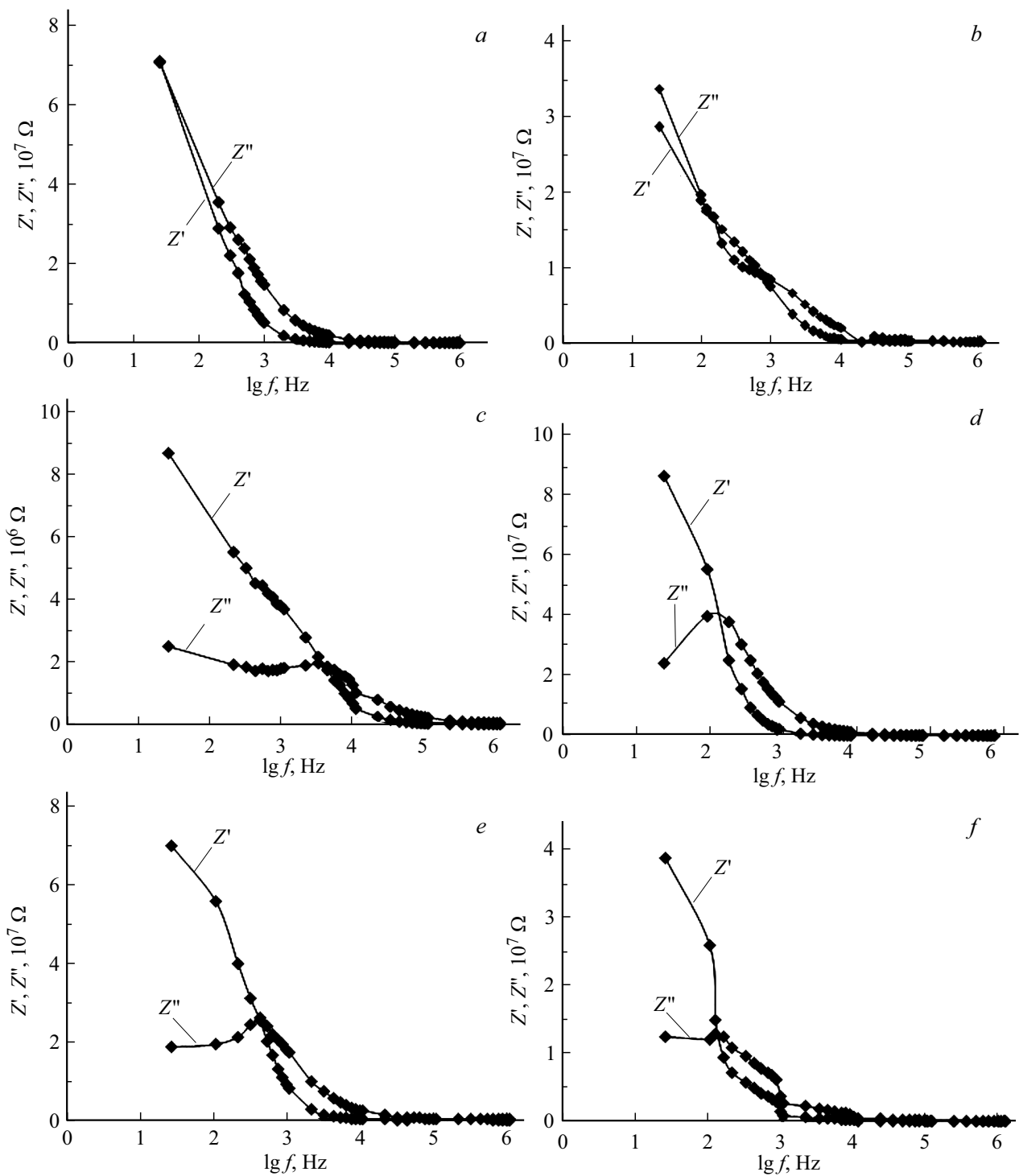
между слоями  $Ga_4Se_{10}(In_4S_{10})$  и слабо связанные со слоями, формируют ионную проводимость системы.

Как известно, во всех кристаллах семейства  $TlB^{III}C_2^{VI}$  проводимость протекает по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми, с переменной длиной прыжка и с участием фононов [23–26].

Представляет интерес изучить механизм проводимости твердых растворов  $(TiGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$  в переменных электрических полях при комнатной температуре.

На рис. 3 приведена частотная зависимость электрической проводимости твердых растворов  $(TiGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$  при  $T = 300$  К. Характерной особенностью исследуемой зависимости  $\sigma_{ac}(f)$  является то, что при низких частотах  $\sigma_{ac} \sim f^{0.6}$ , в то время

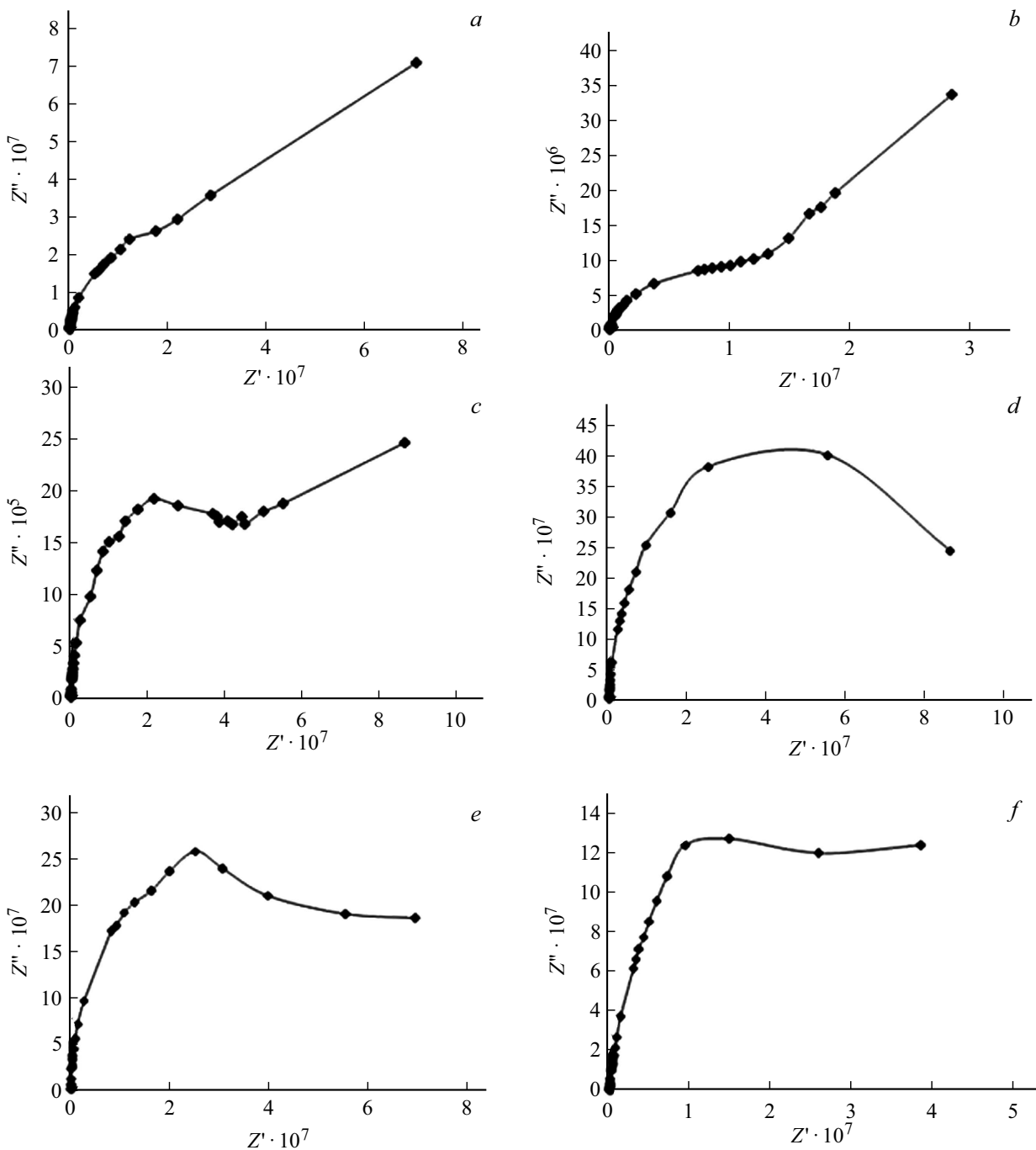
Состав	Доза, MGy	$N_F$ , $\text{эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	$\Delta E$ , эВ	$N_t$ , $\text{см}^{-3}$	$R$ , А	$\tau$ , с
$x = 0$	0	$4.19 \cdot 10^{17}$	0.049	$2.05 \cdot 10^{16}$	285	$1.4 \cdot 10^{-6}$
	0.25	$4.87 \cdot 10^{17}$	0.042	$2.1 \cdot 10^{16}$	285	$1.4 \cdot 10^{-6}$
$x = 0.2$	0	$8.67 \cdot 10^{17}$	0.026	$2.25 \cdot 10^{16}$	285	$1.4 \cdot 10^{-6}$
	0.25	$1.52 \cdot 10^{18}$	0.013	$2.73 \cdot 10^{16}$	285	$1.4 \cdot 10^{-6}$
$x = 0.3$	0	$4.39 \cdot 10^{17}$	0.047	$2.06 \cdot 10^{16}$	285	$1.4 \cdot 10^{-6}$
	0.25	$1.14 \cdot 10^{18}$	0.018	$2.28 \cdot 10^{16}$	285	$1.4 \cdot 10^{-6}$



**Рис. 3.** Частотная зависимость действительной и мнимой частей комплексного импеданса  $Z^*(f)$  твердых растворов  $(TlGaSe_2)_{1-x}(TlInS_2)_x$  при  $T = 300$  К до (a–c) и после (d–f)  $\gamma$ -облучения дозой  $0.25$  МГу: a, d —  $x = 0$ ; b, e —  $x = 0.2$ ; c, f —  $x = 0.3$ .

как в области частот  $f \sim 5 \cdot 10^5$  Гц эта зависимость оказывается равной  $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ . Такая частотная зависимость, согласно [17–20], характерна для проводимости по локализованным состояниям в окрестности уровня Ферми. Учитывая прыжковый характер проводимости, при частотах  $f \ll \nu_{ph}$  и  $\nu_{ph} = 10^{12}$  Гц радиус

локализации взят равным  $a = 34$  Å, были вычислены параметры, характеризующие прыжковую проводимость: плотность состояний на уровне Ферми ( $N_F$ ), среднее расстояние прыжков ( $R$ ), среднее время прыжков и энергетический разброс локализованных вблизи уровня Ферми состояний  $\Delta E$  и концентрацию глубоких



**Рис. 4.** Годограф импеданса твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ , измеренных при  $T = 300$  К до (a–c) и после (d–f)  $\gamma$ -облучения дозой 0.25 MGy: a, d —  $x = 0$ ; b, e —  $x = 0.2$ ; c, f —  $x = 0.3$ .

ловушек ( $N_t$ ) (см. таблицу). В таблице приводятся рассчитанные значения параметров, характеризующих прыжковую проводимость при 300 К и частоте  $5 \cdot 10^5$  Гц. Облучение кристаллов дозой 0.25 MGy на характере проводимости практически не сказывается.

### 3.3. Частотная зависимость импеданса

На рис. 3 приводятся зависимости действительной и мнимой частей импеданса  $Z'(f)$  и  $Z''(f)$  для образцов

твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ , измеренных при 300 К до и после  $\gamma$ -облучения дозой 0.25 MGy. Приведенные характеристики обнаруживают дисперсию, которая выражается в снижении значений компонентов импеданса с ростом частоты измерительного поля. В области низких частот до  $10^4$  Гц, на образцах, не подвергнутых радиационному воздействию, наблюдается общий спад исследуемых функций. При этом в области частот  $10^3$  Гц, при значениях  $x = 0.2$  и 0.3 наблюдаются особенности, которые резко выражены

на облученных образцах (рис. 3,  $d-f$ ). Начиная с частот  $> 10^4$  Гц спектры мнимой и действительной компонент комплексного импеданса отвечают постоянному минимальному значению. Наличие дисперсии импеданса связано со временем электрической релаксации, которая определяется с помощью годографа, путем построения зависимости мнимой компоненты импеданса ( $Z''$ ) от действительной ( $Z'$ ).

### 3.4. Годограф импеданса

Для выделения вкладов объемных зарядов, формирующихся в приповерхностной области на полную проводимость, нами использован метод импедансной спектроскопии. Метод основан на построении и анализе годографов импеданса.

На рис. 4 приводится годограф импеданса твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ , измеренных при 300 К. Измерения выполнены до и после  $\gamma$ -облучения дозой 0.25 МГу. Вид полученных кривых свидетельствует о наличии двух механизмов релаксации (рис. 4,  $a-c$ ), один из которых описывает вклад, связанный с диффузионным механизмом. В работе [23] нами было показано, что прямые линии (лучи) в низкочастотной области годографа импеданса связаны с диффузным импедансом Варбурга. Другой механизм релаксации отражает объемные свойства кристалла, обусловленные наличием ионной проводимости  $\text{Tl}^{1+}$  по вакансиям таллиевой подрешетки. После  $\gamma$ -облучения кристаллов дозой 0.25 МГу (рис. 4,  $d-f$ ) линии в низкочастотной области годографов, которые связывались с диффузным импедансом Варбурга, оказывались ниже по значению максимума зависимости  $Z''$  от  $Z'$ . Такой характер изменения годографа импеданса образцов после  $\gamma$ -облучения свидетельствует об изменении характера релаксационных процессов в кристаллах после облучения. В таблице приводятся частота релаксационного максимума и время релаксации образцов до и после  $\gamma$ -облучения.

## 4. Заключение

Проведены комплексные исследования частотных зависимостей: действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости; ас-проводимости; действительной и мнимой частей комплексного импеданса  $Z^*(f)$  и импеданса твердых растворов  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  для составов  $x = 0, 0.2$  и  $0.3$  при  $T = 300$  К и при радиационном воздействии  $\gamma$ -лучами дозой 0.25 МГу. Установлена частотная дисперсия диэлектрической проницаемости и релаксационный характер диэлектрических потерь. Показано, что механизм переноса заряда в окрестности частот  $10^5$  Гц носит прыжковый характер по локализованным состояниям в окрестности уровня Ферми и оценены параметры, характеризующие данный механизм проводимости до и после  $\gamma$ -облучения. Установлено, что резкий рост проводимости при  $T = 300$  К и частотах, близких  $10^6$  Гц, связан с переходом системы в суперионное состояние.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A.M. Panich, R.M. Sardarly. *Physical Properties of the Low Dimensional  $A^3B^6$  and  $A^3B^3C_6$  Compounds* (Nova Science Publishers, N.Y., 2010).
- [2] R.M. Sardarly, O.A. Samedov, A.P. Abdullaev, F.T. Salmanov, A. Urbanovic, F. Garet. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **50**, 1 (2011).
- [3] P.M. Sardarly, O.A. Samedov, A. Sardarli, N.A. Aliyeva, R.Sh. Aqayeva, T. Musazade. *Int. J. Theor. Appl. Nanotechnol.*, **1**, 20 (2012).
- [4] F.M. Gashimzade, B.R. Gadzhiev, K.R. Alakhverdiyev. R.M. Sardarly. *Sov. Phys. Solid State*, **27** (8), 2286 (1985).
- [5] Э.Ю. Салаев, К.Р. Аллахвердиев, Ш.Г. Гасымов, Т.Г. Мамедов. А. с. СССР. № 118229 (1984).
- [6] И.В. Алексеев, С.В. Розов. Патент № 80070 (2009).
- [7] A.M. Panich. *J. Phys. Condens. Matter*, **20**, 293202 (2008).
- [8] E. Senturk, L. Tumbek, F. Salehli, F.A. Mikailov. *Cryst. Res. Technol.*, **40**, 248 (2005).
- [9] F.A. Mikailov, E. Basaran, T.G. Mammadov, M.Yu. Seyidov, E. Senturk. *Physica B*, **334**, 13 (2003).
- [10] F.A. Mikailov, E. Basaran, E.S. Entu, L.Tu. Mbek, T.G. Mammadov, V.P. Aliev. *Phase Transit.*, **76**, 1057 (2003).
- [11] N.A. Abdullayev, T.G. Mammadov, R.A. Suleymanov. *Phys. Status Solidi B*, **242**, 983 (2005).
- [12] M.Yu. Seyidov, R.A. Suleymanov. *Phys. Solid State*, **50**, 1219 (2008).
- [13] M.Yu. Seyidov, R.A. Suleymanov, T.G. Mammadov, A.K. Fedotov, S.S. Babayev, G.M. Sharifov. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **50**, 05FD07-2 (2011).
- [14] A.K. Fedotov, M.I. Tarasik, T.G. Mammadov, I.A. Svito, P. Zhukowski, T.N. Koltunowicz, M.Yu. Seyidov, R.A. Suleymanov, V. Grivickas, V. Bichaevas. *Electrical Rev.*, **88**, 301 (2012) (in Polish).
- [15] K. Allakhverdiyev, R. Sardarly, F. Wondre, J.F. Ryan. *Phys. Status Solidi B*, **88**, K5 (1978).
- [16] S.N. Mustafayev, V.A. Aliev, M.M. Asadov. *Sov. Solid State Phys.*, **40**, 561 (1998).
- [17] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. (М., Мир, 1982) т. 1.
- [18] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [19] M. Pollak. *Phys. Rev.*, **122**, 4, 1742 (1961).
- [20] В.В. Брыксин, М.Н. Дьяконов, В.М. Муждба, С.Д. Ханин. *ФТТ*, **23**, 1516 (1981).
- [21] В.Н. Андреев, В.А. Климов. *ФТТ*, **61**, 1519 (2019).
- [22] В.Ф. Гантмахер. *Электроны в неупорядоченных средах* (М., Физматлит, 2013) с. 288.
- [23] Р.М. Сардарлы, А.П. Абдуллаев, Н.А. Алиева, Ф.Т. Салманов, М.Ю. Юсифов, А.А. Оруджева. *ФТП*, **52**, 1111 (2018).
- [24] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов, Г.Р. Сафарова. *ФТП*, **44**, 610 (2010).
- [25] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Ф.Т. Салманов, О.З. Алекперов, Э.К. Гусейнов, Н.А. Алиева. *ФТП*, **45**, 1441 (2011).
- [26] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, Н.А. Алиева, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов. *ФТП*, **49**, 1704 (2015).

Редактор А.Н. Смирнов

## Impedance characteristics of $\gamma$ -irradiated $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$ solid solutions

*R.M. Sardarly<sup>1</sup>, F.T. Salmanov<sup>1</sup>, N.A. Aliyeva<sup>1</sup>,  
R.M. Abbasli<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Institute of Radiation Problems  
of National Academy of Sciences of Azerbaijan,  
Az-1143 Baku, Azerbaijan

<sup>2</sup> Baku State University,  
Az-1148 Baku, Azerbaijan

Using the impedance spectroscopy methods the charge transfer in solid solution  $(\text{TlGaSe}_2)_{1-x}(\text{TlInS}_2)_x$  in the frequency range of  $20-10^6$  Hz before, and after  $\gamma$ -irradiation with a dose of 0.25 MGy have been investigated. The frequency dispersion of the dielectric constant and the relaxation character of the dielectric loss are established. It is shown that the charge transfer mechanism in the vicinity of  $10^5$  Hz is hopping. The parameters characterizing this conduction mechanism before and after  $\gamma$ -irradiation are calculated. It has been established that a sharp increase in conductivity at  $T = 300$  K and frequencies close to  $10^6$  Hz is associated with the transition of the system to the superionic state.