

Исследование структуры аморфных слоев $\alpha\text{-As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_x$ методом диэлектрической спектроскопии

© Н.И. Анисимова, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко, Р.А. Кастро[¶]

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
191186 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 24 мая 2012 г. Принята к печати 31 мая 2012 г.)

В аморфных слоях триселенида мышьяка с различным содержанием примеси висмута изучены процессы диэлектрической поляризации в переменных электрических полях. Интерпретация полученных экспериментальных результатов проводится в рамках модели, согласно которой при малых концентрациях атомы Bi внедряются в сетку исходной матрицы аморфной структуры как заряженные центры; дальнейшее увеличение количества легирующей добавки сопровождается появлением упорядоченных включений (кластеров) Bi_2Se_3 в изучаемых составах.

Несмотря на все более расширяющийся диапазон практического использования халькогенидных стеклообразных и аморфных полупроводников (ХСП) в различных отраслях микро- и оптоэлектроники, до сих пор остается актуальной проблема создания теоретической модели, описывающей с единых позиций как внутреннюю структуру, так и физические явления, происходящие в объемных и поверхностных слоях данных соединений при том или ином способе воздействия.

Начиная с 1963 г., когда появилась первая монография Губанова, посвященная теоретическим представлениям об энергетическом спектре неупорядоченных веществ, разные авторы с той или иной долей успешности предлагали качественные интерпретации экспериментальных результатов исследования электронной структуры ХСП [1–7]. В настоящий момент наиболее востребованной среди них является модель, основанная на существовании координационных дефектов во внутренних слоях этих полупроводниковых систем [5,6].

Однако, несмотря на то что присутствие атомов с повышенным и (или) пониженным координационным числом позволяет достаточно успешно интерпретировать многие уникальные свойства ХСП [8], до сих пор не получено убедительных экспериментальных доказательств существования данных дефектных центров. Последнее обстоятельство связывается с диамагнитной природой этих образований, а также, возможно, с их низкой концентрацией ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) [9,10].

Аналогичная ситуация (отсутствие единого подхода) отмечается и для теоретических моделей, описывающих влияние легирующих добавок на физические свойства данных материалов. Достаточно долгое время после открытия полупроводниковых свойств ХСП не удавалось обнаружить примесную проводимость этих структур [11]. Однако в последние годы в этом направлении достигнуты значительные успехи как с точки зрения экспериментального доказательства влияния примесей на электропроводность и другие физические свойства легированных халькогенидных полупроводников, так и с

точки зрения использования примесных ХСП в различных областях твердотельной электроники. Тем не менее и в этом вопросе на данном этапе наблюдается отсутствие единой модели при теоретических интерпретациях экспериментальных результатов [12–14].

Так, в некоторых последних работах изучалось влияние различных металлов, в частности висмута, на проводимость ХСП [12, 15–18]. Есть основания предполагать, что атомы Bi частично внедряются в сетку исходной матрицы неупорядоченных систем как заряженные центры и частично участвуют в образовании упорядоченных включений (кластеров) Bi_2X_3 ($X = \text{S}, \text{Se}$). При увеличении концентрации вводимой примеси происходит перераспределение Bi между основной матрицей аморфной структуры и упорядоченными областями в сторону увеличения содержания легирующего элемента в последних [12]. При этом, если одни авторы предлагают рассматривать дефектные центры, как положительно заряженные (Bi_3^+ или Bi_4^+ , где нижний индекс соответствует координационному числу атома, а верхний зарядовому состоянию) [17], то другие — как отрицательно заряженные (Bi_2^- или Bi_6^-) [16,18].

Из всего вышеизложенного следует необходимость дальнейшего экспериментального и теоретического изучения физических свойств ХСП, как беспримесных, так и легированных (в частности триселенида мышьяка, являющегося классическим представителем этих материалов) различными методами, одним из которых является диэлектрическая спектроскопия. Естественная разупорядоченность As_2Se_3 , обусловленная наличием оборванных связей и центров с повышенным координационным числом, а также образование областей со структурой, отличной от исходной матрицы, при введении примесей, в частности Bi, предполагают значительный диэлектрический отклик от воздействия переменного электрического поля [19,20].

В данной работе методом диэлектрической спектроскопии изучалась дисперсия составляющих комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon^* = \epsilon' + i\epsilon''$ конденсаторных систем $\text{Al}-\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle-\text{Al}$, основу которых составляли тонкие слои $(\text{As}_2\text{Se}_3)_{1-x}\langle\text{Bi}\rangle_x$

[¶] E-mail: recastro@fromru.com

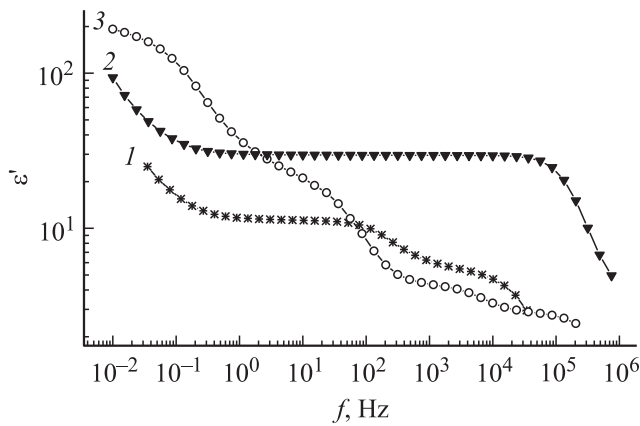


Рис. 1. Дисперсия вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости для As_2Se_3 (1), $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.05}$ (2) и $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.1}$ (3) при значении напряженности электрического поля 10^3 В/см и температуре $T = 293$ К.

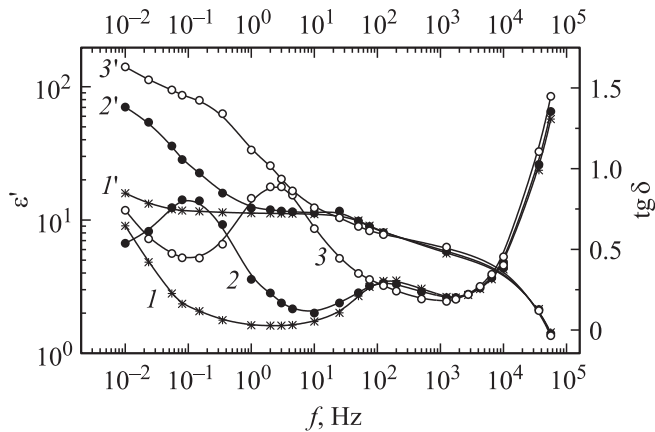


Рис. 2. Зависимости $\epsilon'(f)$ (I' , $2'$, $3'$) и $\text{tg } \delta(f)$ (I , 2 , 3) для пленок As_2Se_3 . T , К: $1, I'$ — 283; $2, 2'$ — 313; $3, 3'$ — 343.

($x = 0, 0.05, 0.1$) толщиной ~ 1 мкм, приготовленные на установке ионно-плазменного высокочастотного распыления типа УРМ-3-021 на частоте электромагнитного поля 13.6 МГц, в атмосфере аргона при давлении $8 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. [21]. Площадь перекрытия электродов составляла 14.0 мм^2 .

Измерения температурно-частотных зависимостей составляющих комплексной диэлектрической проницаемости слоев As_2Se_3 были выполнены в частотном интервале: $f = 5 \cdot 10^{-3} - 10^6$ Гц на спектрометре Concept-41 фирмы Novocontrol Technologies. Температура исследуемых образцов менялась в пределах $T = 253 - 343$ К, а напряжение, подаваемое на них, составляло 0.1 В [19,20].

Как для чистых, так и для легированных слоев наблюдается аномальная дисперсия вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости во всем исследованном частотном интервале (рис. 1). Из сравнения кривых $\epsilon'(f)$ для экспериментальных образцов всех составов следует, что частотный интервал можно разбить приблизительно на три участка. Для

пленок As_2Se_3 и $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.1}$ это $f_1 < (10^0 - 10^1)$ Гц, $(10^0 - 10^1)$ Гц $< f_2 < 10^2$ Гц и $f_3 > 10^2$ Гц, на каждой из участков с увеличением f наблюдаются спадающие ветви характеристик $\epsilon'(f)$. Для $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.05}$ это $f_1 < (10^0 - 10^1)$ Гц, $f_3 > (2.5 - 4) \cdot 10^5$ Гц, где также с увеличением f наблюдаются спадающие ветви дисперсии вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости, и $(10^0 - 10^1)$ Гц $< f_2 < (2.5 - 4) \cdot 10^5$ Гц, характеризующийся отсутствием влияния частоты на величину ϵ' .

Сопоставление зависимостей $\epsilon'(f)$ и $\text{tg } \delta(f)$ (рис. 2) позволяет сделать вывод о классическом поведении этих характеристик, когда положение максимального значения $\text{tg } \delta(f)$ и середины спадающей ветви кривой $\epsilon'(f)$ совпадают [22]. Данное обстоятельство, а также тот факт, что в изучаемом частотном интервале дисперсия диэлектрических параметров имеет релаксационный характер [22,23], свидетельствуют о наличии в изучаемых структурах нескольких групп релаксаторов.

Вследствие наличия этих групп при воздействии переменного поля на исследуемые материалы равновесные носители заряда (НЗ), а также НЗ, инжектируемые с электродов, образуют пространственный заряд, создающий электрическую неоднородность и обуславливающий диэлектрические потери. Влияние определенной группы релаксаторов становится заметным лишь на тех частотах, на которых диэлектрический отклик пространственного заряда, связанного именно с этой группой, совпадает по фазе с изменением электрического поля, что и является причиной повышения ϵ' с уменьшением f , а также появления максимумов на кривых $\text{tg } \delta(f)$.

Наиболее значительный рост величины вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости для образцов всех составов наблюдается на инфранизкочастотном (ИНЧ) участке f_1 . По всей видимости, в этом случае мы имеем дело с приэлектродными эффектами. Известно, что в сэндвич-структурах на основе некоторых высокоомных полупроводников [24,25] и, в частности, системы ХСП As-Se [21,26] при приложении к ним постоянного электрического поля перенос инжектированных в образец носителей заряда происходит с помощью прыжкового механизма по глубоким уровням захвата в запрещенной зоне. Вследствие этого на границе с анодом существует энергетический барьер, возникающий из-за разности энергии сродства электрона к локальному центру и работы выхода металла анода, что приводит к накоплению значительного заряда около последнего.

В нашем случае при уменьшении частоты прикладываемого электрического поля, особенно в ИНЧ области, мы имеем дело с тем же явлением, что и приводит к увеличению пространственного заряда, росту поляризационных эффектов и, как следствие, существенному изменению величины вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости.

В этом же инфранизкочастотном интервале $f_1 < (10^0 - 10^1)$ Гц наблюдается и наиболее значитель-

Координаты точек экстремумов температурных зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь для чистых и легированных образцов в ИНЧ диапазоне

As ₂ Se ₃			As ₂ Se ₃ (Bi) _{0.05}			As ₂ Se ₃ (Bi) _{0.1}		
<i>f</i> , Hz	<i>T</i> _{max} , K	tg δ _{max}	<i>f</i> , Hz	<i>T</i> _{max} , K	tg δ _{max}	<i>f</i> , Hz	<i>T</i> _{max} , K	tg δ _{max}
10 ⁻²	293	0.875	10 ⁻²	293	0.835	5 · 10 ⁻³	257	0.676
2.35 · 10 ⁻²	301	0.835	5.5 · 10 ⁻²	303	0.867	10 ⁻²	262	0.712
5.5 · 10 ⁻²	307	0.815	1.3 · 10 ⁻¹	313	0.841	2.5 · 10 ⁻²	266	0.722
8 · 10 ⁻²	311	0.812	4.85 · 10 ⁻¹	323	0.85	1.5 · 10 ⁻¹	278	0.763
1.5 · 10 ⁻¹	315	0.811	1.15	333	0.857	1	299	0.8
3.5 · 10 ⁻¹	323	0.809				3	311	0.937

ное влияние температуры на релаксацию исследуемых слоев (рис. 3, *a, b*). При этом сравнительный анализ температурных зависимостей диэлектрических параметров чистых и легированных висмутом образцов обнаруживает, что наряду со сходством поляризационных процессов данных составов у них имеются и определенные различия. Общим для всех экспериментальных слоев

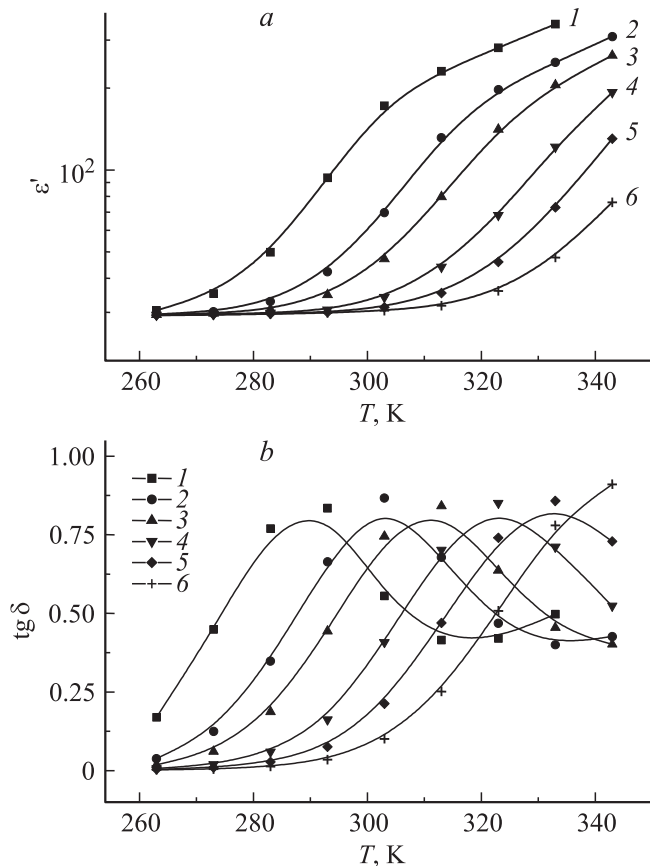


Рис. 3. *a* — температурные зависимости вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости для As₂Se₃(Bi)_{0.05}; *f*, Гц: 1 — 10⁻², 2 — 5.5 · 10⁻², 3 — 1.33 · 10⁻¹, 4 — 4.85 · 10⁻¹, 5 — 1.15, 6 — 2.75. *b* — зависимости тангенса угла диэлектрических потерь от температуры для As₂Se₃(Bi)_{0.05}; *f*, Гц: 1 — 10⁻², 2 — 5.5 · 10⁻², 3 — 1.33 · 10⁻¹, 4 — 4.85 · 10⁻¹, 5 — 1.15, 6 — 2.75.

является то, что с ростом *T* в ИНЧ диапазоне наблюдается значительное увеличение (более чем на порядок) вещественной составляющей комплексной диэлектрической проницаемости (рис. 3, *a*) и появление максимумов диэлектрических потерь на кривых tg δ(*T*), которые соответствуют участкам резкого увеличения ε'(*T*), снятых при тех же частотах (рис. 3, *b*). При этом чем больше *f*, тем при больших *T* проявляются эти эффекты. На границе между ИНЧ и низкочастотной (НЧ) областями при *f* = 1–10 Гц происходит изменение механизма исследуемого релаксационного процесса, что сопровождается нивелированием как участков резкого возрастания ε'(*T*), так и max tg(*T*).

Однако с увеличением процентного содержания примеси возрастает „чувствительность“ исследуемых составов. Чем больше *x*, тем при более низких температурах (при одной и той же частоте) начинаются значительные изменения ε' и tg δ для As₂Se₃(Bi)_{*x*}. Помимо этого нивелирование „аномальных“ особенностей температурных зависимостей составляющих комплексной диэлектрической проницаемости исследуемых слоев наступает при разных *f*. Чем больше *x*, тем больше данная частота. Так, в частности, последний максимум на кривой tg δ(*T*) для As₂Se₃ отмечается при *f* ≈ 4 · 10⁻¹ Гц, а для As₂Se₃(Bi)_{0.1} *f* = 3–4 Гц (см. таблицу). Одной из причин, объясняющих отличие в наблюдаемых особенностях диэлектрических параметров, может служить следующий фактор. В [26] при исследовании токовой релаксации аналогичных составов было установлено, что увеличение процентного содержания висмута сопровождается существенным изменением подвижности НЗ μ. По-видимому, значительное возрастание величины μ при повышении концентрации Bi обеспечивает большую „чувствительность“ экспериментальных образцов к внешним факторам воздействия.

Рост *x* влияет также на частотные зависимости tg δ_{max}(*f*) (рис. 4) и *T*_{max}(*f*) (рис. 5) (см. таблицу). Если для беспримесных слоев tg δ_{max}(*f*) представляет собой спадающую экспоненту, то для As₂Se₃(Bi)_{0.1} — возрастающую. У As₂Se₃(Bi)_{0.05} наблюдается независимость tg δ_{max} от *f*. *T*_{max}(*f*) для всех составов — это линейная функция *a* + *kf*. Если

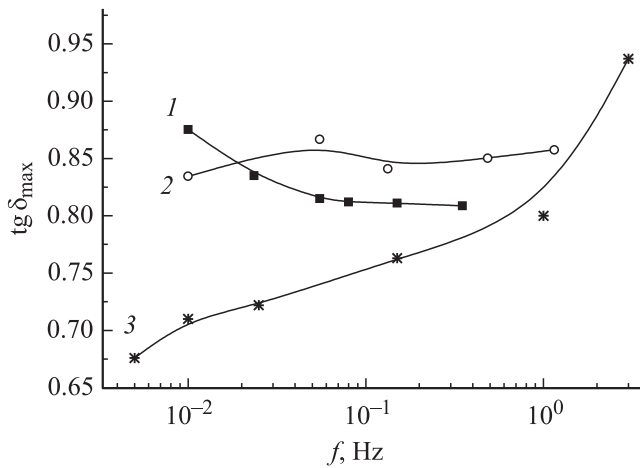


Рис. 4. Дисперсия максимумов $\text{tg } \delta_{\text{max}}$ кривых $\text{tg } \delta(T)$, наблюдаемых в ИНЧ диапазоне для: 1 — As_2Se_3 , 2 — $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.05}$, 3 — $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.1}$.

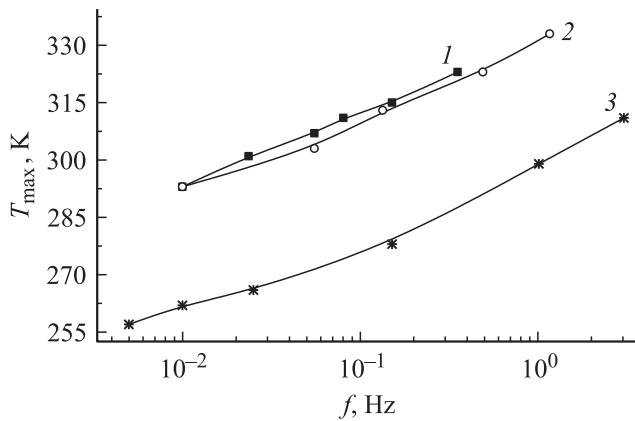


Рис. 5. Дисперсия координат точек экстремумов T_{max} кривых $\text{tg } \delta(T)$, наблюдаемых в ИНЧ диапазоне для: 1 — As_2Se_3 , 2 — $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.05}$, 3 — $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.1}$.

k (при $x = 0$) $\approx k(x = 5) \approx k(x = 10)$, то $a(x = 0) \approx a(x = 5) > a(x = 10)$.

Как было сказано выше, некоторые авторы предполагают, что при малых концентрациях висмут, внедряясь в исходную матрицу аморфной структуры триселенида мышьяка, создает заряженные центры Bi_3^+ или/и Bi_4^+ (последние по аналогии с As_4^+) [17,27]. Вследствие этого внутреннее устройство исходного состава не претерпевает кардинальных изменений. Дальнейшее увеличение количества вводимой примеси сопровождается появлением упорядоченных областей (кластеров) состава Bi_2Se_3 , имеющих более узкую запрещенную зону [12].

С другой стороны, согласно представлениям классической физики [22,28,29], $\text{max tg } \delta(f)$ наблюдается при температуре, при которой время релаксации частиц диэлектрика примерно совпадает с периодом изменения приложенного переменного сигнала. Спад диэлектрических потерь при росте f свидетельствует об увеличении времени тепловой релаксации частиц (т.е. уменьшении

интенсивности их движения) по сравнению с полупериодом изменения электрического поля (одновременно спадает и вещественная составляющая комплексной диэлектрической проницаемости). Напротив, спад $\text{tg } \delta(f)$ при уменьшении f свидетельствует о том, что время релаксации частиц значительно меньше полупериода изменения тока. Таким образом, интенсивность теплового движения становится больше и, следовательно, ослабляется связь между частицами. В этом случае поляризация растет (ϵ'), а потери нивелируются (рис. 3, *a, b*).

Все вышеизложенное и может являться причиной того, что величина T_{max} при одной и той же частоте для $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.1}$ существенно отличается от аналогичных величин двух других составов, для которых T_{max} , по-видимому, имеет близкие значения (рис. 5).

Для дальнейшего рассмотрения поляризационных процессов, происходящих в $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_x$, представлялось интересным проанализировать перестроенные экспериментальные кривые $\text{tg } \delta(T)$ в координатах $\Delta \text{tg } \delta(f)$, где $\Delta \text{tg } \delta = \text{tg } \delta_{\text{max}}(T) - \text{tg } \delta_{\text{min}}(T)$ (рис. 6). Были установлены следующие особенности дисперсии приращения тангенса угла диэлектрических потерь:

- как для легированных, так и для беспримесных слоев характерно наличие трех областей на частотных зависимостях $\Delta \text{tg } \delta$ (I приблизительно совпадает с ИНЧ диапазоном $f < 10^0$ Гц, II — с началом низкочастотного (НЧ) интервала $f = 10^0 - 5 \cdot 10^2$ Гц и III — $f > 5 \cdot 10^2$ Гц);

- отмечается практически полное совпадение хода кривых $\Delta \text{tg } \delta(f)$ для As_2Se_3 и $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.05}$;

- при всех x в I и III областях наблюдается отсутствие зависимости функции $\Delta \text{tg } \delta$ от частоты;

- наиболее существенные различия дисперсии $\Delta \text{tg } \delta$ связаны с интервалом $f = 10^0 - 5 \cdot 10^2$ Гц.

Совпадение зависимостей $\Delta \text{tg } \delta(f)$ для As_2Se_3 и $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.05}$ можно интерпретировать в рамках предложенной ранее модели, согласно которой внутренняя структура данных составов имеет сходное строение. Резкий спад величины $\Delta \text{tg } \delta$ во II частотном интервале для As_2Se_3 и $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.05}$ коррелирует с нивелированием „аномальных“ особенностей температурных зависимостей составляющих комплексной диэлектрической проницаемости этих слоев. По всей видимости, в этом случае образование пространственного заряда обусловлено участием в поляризационном процессе в основном уже другой группы релаксаторов, в качестве которых могут выступать заряженные дефекты D^+ , D^- (As_4^+ , Se_3^+ , Se_1^- , Bi_3^+ , Bi_4^+), имеющие широкий спектр энергетических уровней в запрещенной зоне [12,17,27].

В противоположность этому, для $\text{As}_2\text{Se}_3\langle\text{Bi}\rangle_{0.1}$ при $f = 10^0 - 5 \cdot 10^2$ Гц на кривой $\Delta \text{tg } \delta(f)$ наблюдается максимум. На границе между ИНЧ и НЧ областями при увеличении f из-за низкой подвижности НЗ (характерной для данных составов [8,12]) значительный заряд в приэлектродной области уже не успевает сформироваться (что, кстати, обуславливает уменьшение ϵ' как для легированных, так и для беспримесных образцов).

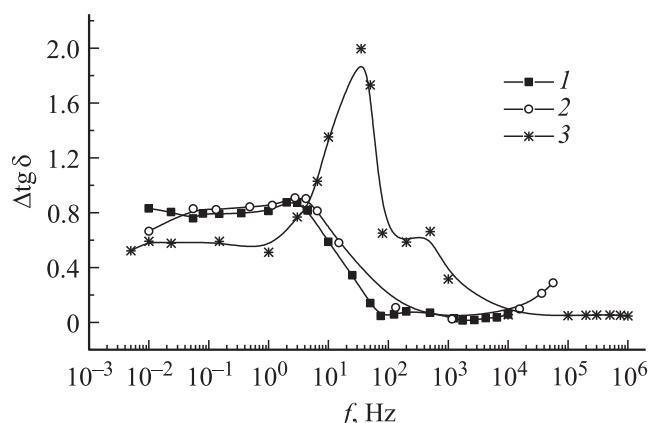


Рис. 6. Дисперсия максимального приращения $\text{tg } \delta$ ($\Delta \text{tg } \delta = \text{tg } \delta_{\max}(T) - \text{tg } \delta_{\min}(T)$) для: 1 — As_2Se_3 , 2 — $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.05}$, 3 — $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.1}$.

Тем не менее для $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.1}$ при этих частотах увеличение температуры продолжает „провоцировать“ тепловое движение группы релаксаторов, обусловленных наличием потенциальных барьеров (на границе областей, характеризующихся повышенной координированностью атомов с основной матрицей исходного соединения), и попытки обмена какой-то частью носителей заряда дефектными центрами. „Противоречие“ между результатами влияния двух факторов внешнего воздействия (T, f) и является причиной существенного увеличения диэлектрических потерь в начале второго частотного интервала.

Из дальнейшего анализа рис. 6 следует, что начиная с $f \approx 10^2$ Гц для As_2Se_3 , $f = 10^2 - 10^3$ Гц для $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.05}$ и $f \sim 10^4$ Гц для $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_{0.1}$ наблюдается существенное уменьшение как температурной, так и частотной зависимостей тангенса угла диэлектрических потерь у всех составов. По всей видимости, это говорит об окончательном изменении механизма поляризационного процесса и о совпадении его природы для исследуемых соединений. Скорее всего, начиная с $f \sim 10^4$ Гц диэлектрические явления в слоях $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_x$ обусловлены действием собственных дефектов исходной матрицы (As_2Se_3), в качестве которых выступают заряженные центры, обладающие отрицательной корреляционной энергией D^+, D^- [12]. Из этого можно сделать предположение, что при частотах $f > 10^4$ Гц области с повышенной концентрацией примеси (кластеры) оказывают слабое влияние на процесс диэлектрической поляризации в $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_x$.

Список литературы

- [1] А.И. Губанов. *Квантово-электронная теория аморфных полупроводников* (М., Изд-во АН СССР, 1963).
- [2] М.Н. Cohen, Н. Fritzsche, S.R. Ovshinsky. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1065 (1969).
- [3] E.A. Davis, N.F. Mott. *Phil. Mag.*, **22**, 903 (1970).

- [4] M. Kastner. *Phys. Rev. Lett.*, **26** (7), 355 (1972).
- [5] R.A. Street, N.F. Mott. *Phys. Rev. Lett.*, **35** (19), 1293 (1975).
- [6] M. Kastner, D. Adler, Н. Fritzsche. *Phys. Rev. Lett.*, **37** (22), 1504 (1976).
- [7] В.В. Соболев, А.М. Широков. *Электронная структура халькогенидов* (М., Наука, 1988).
- [8] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [9] А. Фельтц. *Аморфные и стеклообразные неорганические твердые тела* (М., Мир, 1986).
- [10] G.J. Adraenssens, N. Qamhieh. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, **14**, 605 (2003).
- [11] В.Т. Колومیц. *Phys. Status Solidi*, **7**, 359 (1964).
- [12] *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина. (СПб., Наука, 1996).
- [13] P. Nagy. *Phill. Mag. B*, **48** (1), 47 (1983).
- [14] Ю.С. Тверьянович, З.У. Борисова. *Тез. Всесоюз. конф. „Стеклообразные полупроводники“* (Л., 1985) с. 238.
- [15] N. Tohge, T. Minami, Y. Yamamoto, M. Tanaka. *J. Appl. Phys.*, **51**, 1048 (1980).
- [16] K.I. Bhatia. *J. Non-Cryst. Sol.*, **54**, 173 (1983).
- [17] M. Saiter, T. Derrey, C. Vautier. *J. Non-Cryst. Sol.*, **77–78**, 1169 (1985).
- [18] C. Vautier. *Sol. St. Phenomena*, **71**, 249 (2000).
- [19] Р.А. Кастро, Г.И. Грабко. *ФТП*, **45** (5), 622 (2011).
- [20] Р.А. Кастро, Г.И. Грабко, Т.В. Татуревич. *Письма ЖТФ*, **37** (18), 1 (2011).
- [21] Р.А. Кастро, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко, Т.В. Татуревич. *ФТП*, **45** (12), 1646 (2011).
- [22] О.В. Мазурин. *Электрические свойства стекла* (Л., Ленгосхимиздат, 1962).
- [23] A.A. Simashkevich, S.D. Shutov. *Phys. Status Solidi*, **84** (1), 343 (1984).
- [24] Б.Л. Тимман. *ФТП*, **7** (2), 225 (1973).
- [25] С.Н. Мустафаева, С.Д. Мамедбейли, М.М. Асадов, И.А. Мамедбейли, К.М. Ахмедли. *ФТП*, **30** (12), 2154 (1996).
- [26] Н.И. Анисимова, В.А. Бордовский, Г.И. Грабко, Р.А. Кастро. *ФТП*, **44** (8), 1038 (2010).
- [27] S.R. Elliot, A.T. Steel. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1316 (1986).
- [28] О.В. Мазурин, В.Б. Браиловский. *Стеклообразное состояние* (М., 1965) с. 277.
- [29] П.Т. Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков* (М., Высш. шк., 1977).

Редактор Л.В. Беляков

Investigation of structure of amorphous layers $a\text{-As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_x$ by dielectric spectroscopy method

St.Petersburg State Polytechnical University,
191186 St. Petersburg, Russia

N.I. Anisimova, V.A. Bordovsky, G.I. Grabko,
R.A. Kastro