

Диэлектрические свойства модифицированных слоев $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_x$

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

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

E-mail: recastro@fromru.com

(Поступила в Редакцию 19 июня 2008 г.)

Приведен расчет диэлектрических параметров (диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \sigma$) для слоев $\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_x$ на основе релаксационных кривых поляризационного тока, измеренных при различных значениях напряженности приложенного электрического поля. Обнаружено значительное влияние примеси висмута на характер частотной зависимости ϵ и $\text{tg } \delta$, что, вероятно, связано с существованием микрогетерогенных областей с повышенной концентрацией примеси.

PACS: 71.23.Cq, 71.55.Jv

В ранних работах, посвященных влиянию примесей на электропроводность халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), было установлено, что легирующие элементы не оказывают существенного влияния на процесс переноса заряда в данных материалах [1]. В теории Мотта–Губанова [2,3] этот факт объяснялся тем, что в неупорядоченной структуре ХСП примесный атом имеет возможность использовать все свои валентные электроны на образование связей с соседями. В последующем это утверждение было сформулировано как „правило $8 - N$ “ [4]: атом, имеющий N валентных электронов (при $N \geq 4$), всегда образует в стеклообразном состоянии валентные связи с $8 - N$ соседями, т.е. насыщает все свои валентные связи и поэтому не создает донорных и акцепторных уровней.

Однако позже выяснилось, что ситуация кардинально меняется, если изменить способ приготовления образцов. При радиочастотном (высокочастотном) сораспылении ХСП и примеси на холодную подложку получили примесную проводимость [5]. Более того, при увеличении концентрации вводимой примеси удалось изменить тип проводимости [6]. Возможность получения новых полупроводниковых материалов с p - и n -типом проводимости и конструирования p - n -переходов на основе ХСП стимулировала усиление интереса к изучению этих структур. К настоящему моменту достаточно подробно рассмотрены электропроводность, подвижность носителей заряда, оптические и другие свойства легированных ХСП [7–9]. Тем не менее до сих пор недостаточно исследована диэлектрическая поляризация данных материалов.

Известно, что в области частот $f = 10 - 10^9$ Hz диэлектрические параметры ХСП (в частности, диэлектрическая проницаемость ϵ и фактор диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$) обнаруживают слабую зависимость от f [10], что объясняется большими временами релаксации, связанными с малой подвижностью носителей зарядов в этих полупроводниках. В связи с этим в настоящей работе, целью которой явилось сравнение дисперсионных зависимостей диэлектрической проницаемости и диэлектрических потерь для модифицированных слоев

$(\text{As}_2\text{Se}_3)_{1-x}\text{Bi}_x$ ($x = 0, 0.2$), был использован инфранизочастотный диапазон. Дисперсия ϵ и $\text{tg } \delta$ исследовалась путем изучения релаксационных кривых поляризационного тока по методике [11].

Образцы, приготовленные методом высокочастотного распыления стекла (As_2Se_3) и сораспыления стекла и модификатора $(\text{As}_2\text{Se}_3(\text{Bi})_x)$, имели сэндвич-конфигурацию с Al-электродами. Изготовление производилось на установке ионно-плазменного высокочастотного распыления типа УРМ-3-021 на частоте электромагнитного поля 13.6 MHz в атмосфере аргона при давлении $8 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. Ток в плазме составлял 400 mA, амплитуда ВЧ-электромагнитного поля относительно

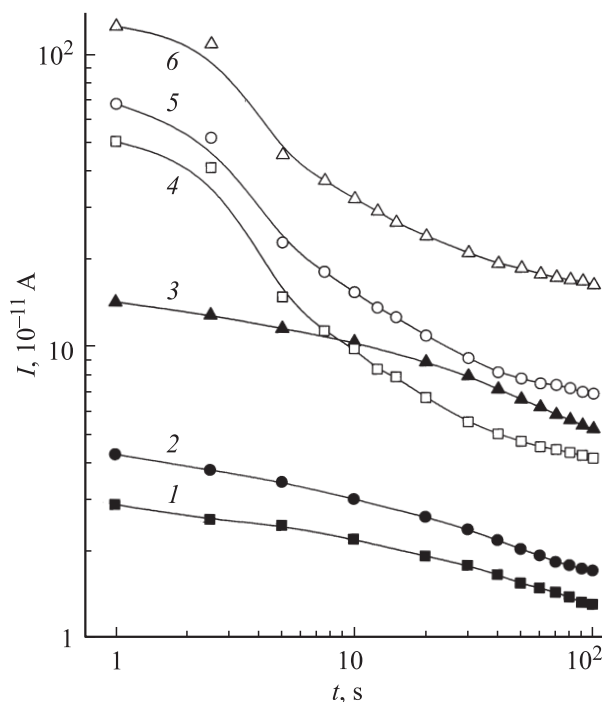


Рис. 1. Релаксационные кривые тока поляризации для чистого (1–3) и легированного висмутом (4–6) образцов при различных значениях напряженности электрического поля. $E, \text{V/cm}$: 1, 4 — $6 \cdot 10^2$, 2, 5 — 10^3 , 3 — $4 \cdot 10^3$, 6 — $2 \cdot 10^3$.

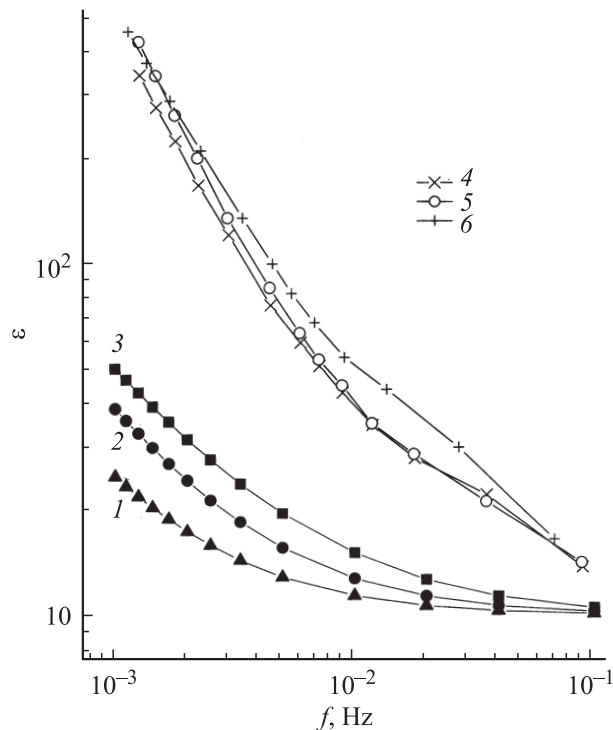


Рис. 2. Зависимость $\varepsilon(f)$ для As_2Se_3 (1–3) и $As_2Se_3(Bi)$ (4–6) при различных значениях напряженности электрического поля. $E, V/cm$: 1, 4 — $6 \cdot 10^2$, 2, 5 — 10^3 , 3, 6 — $8 \cdot 10^3$.

катода равнялась 400 V. Толщина полученных пленок измерялась с помощью интерферометра МИИ-4 и была порядка $1 \mu m$. Площадь перекрытия электродов составляла $14.0 mm^2$. Темновой ток регистрировался с применением электрометрического усилителя В7-30 (диапазон измеряемых токов от 10^{-15} до 10^{-7} А) и двухкоординатного самописца. Релаксационные кривые токов были измерены при различных значениях напряженности электрического поля E , лежащих в пределах от 10^2 до 10^4 V/cm.

Полученная гиперболическая зависимость тока от времени $I \sim t^{-n}$ ($n = 0.3-0.78$) для As_2Se_3 при различных значениях E (рис. 1, кривые 1–3) может быть объяснена присутствием квазинепрерывного спектра локализованных состояний в запрещенной зоне ХСП [4]. Введение примеси Bi (20 at.%) значительно изменяет характер поляризационного процесса (рис. 1, 4–6). В этом случае $I(t)$ описывается набором гипербол, отвечающим различным участкам спада тока. Наблюдается рост максимального значения I . Как было показано в [8], при введении в ХСП атомов примеси вокруг них усиливаются возмущения неупорядоченной структуры с возникновением крупномасштабных изменений потенциала. В этом случае возможно появление в основной матрице стекла микронеднородных областей с повышенной концентрацией примеси [7]. Эти области (кластеры) характеризуются более высокой координированностью атомов по сравнению с матрицей и, как следствие, появлением электрически активных примесных центров.

Можно предположить, что именно они ответственны за изменение характера релаксационного процесса в примесных образцах.

Далее приводится сравнение результатов расчета диэлектрических характеристик ($\varepsilon(f)$, $\text{tg } \delta(f)$) для обоих исследованных составов. На рис. 2 представлены

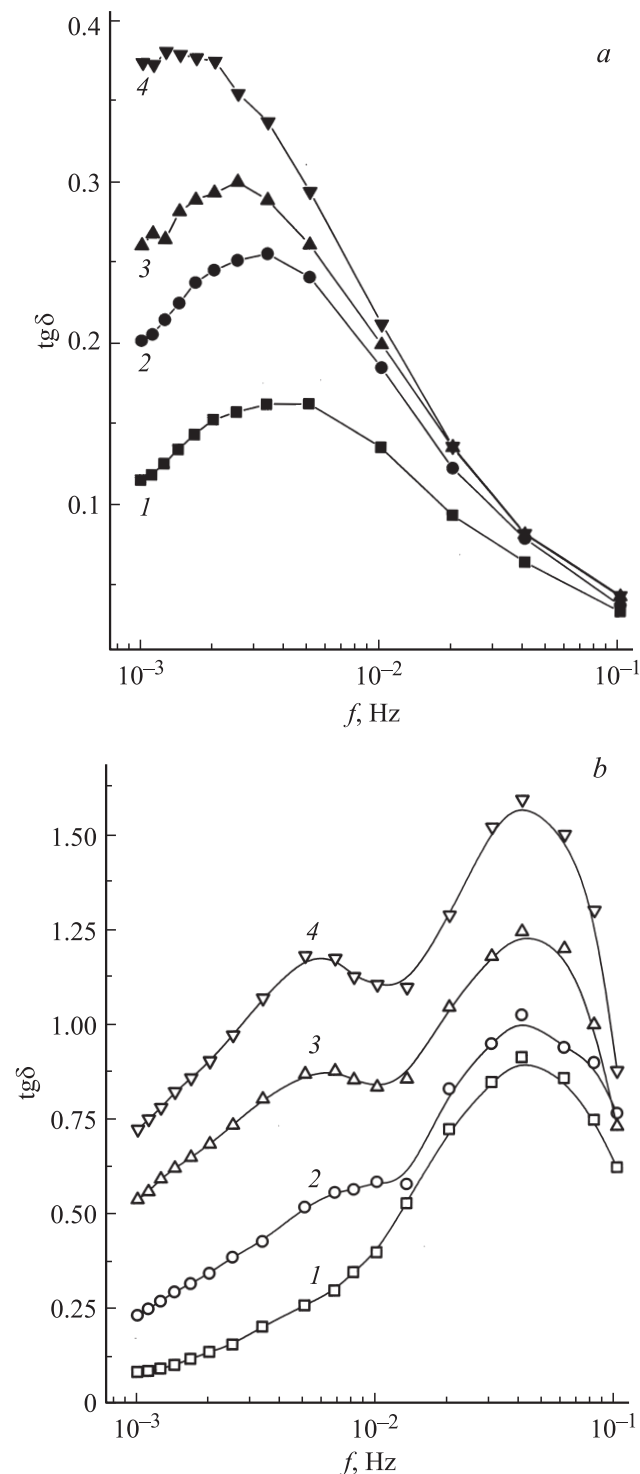


Рис. 3. Частотные зависимости $\text{tg } \delta$ для As_2Se_3 (a) и $As_2Se_3(Bi)$ (b). $E, V/cm$: a) 1 — $6 \cdot 10^2$, 2 — $8 \cdot 10^2$, 3 — 10^3 , 4 — $4 \cdot 10^3$; b) 1 — $2 \cdot 10^2$, 2 — 10^3 , 3 — $6 \cdot 10^3$, 4 — $8 \cdot 10^3$.

частотные зависимости диэлектрической проницаемости для As_2Se_3 (кривые 1–3) и для $As_2Se_3\langle Bi \rangle$ (4–6). Общим для них является то, что величина ϵ растет с уменьшением частоты, причем для примесных образцов этот рост происходит более интенсивно. Например, при напряженности электрического поля $E = 8 \cdot 10^3$ В/см $\Delta\epsilon = \epsilon_{\max} - \epsilon_{\min} \approx 50$ для As_2Se_3 и $\Delta\epsilon \approx 450$ для $As_2Se_3\langle Bi \rangle$. Главное же различие связано с характером поведения кривых $\epsilon(f)$ для чистого и легированного составов. Если частотные зависимости ϵ для As_2Se_3 могут быть описаны набором экспонент, то те же кривые для $As_2Se_3\langle Bi \rangle$ имеют характерный излом, что, по-видимому, обусловлено наличием двух различных по своей природе групп релаксаторов в примесных образцах.

Большие значения ϵ для обоих составов могут быть объяснены на основе модели [12], рассматривающей неоднородный диэлектрик как структуру, имеющую включения с различной степенью проводимости, которая при достаточно низких частотах может иметь значительную величину диэлектрической проницаемости. Возрастание ϵ на порядок при переходе от As_2Se_3 к $As_2Se_3\langle Bi \rangle$ и аномальное поведение зависимости $\epsilon(f)$ для легированных образцов могут быть связаны с тем, что роль включений в примесных структурах выполняют кластеры (речь о которых шла выше), обладающие большей проводимостью. Характер кривых $\text{tg } \delta(f)$ (рис. 3, *a, b*) также значительно различается при переходе от чистого состава к легированному. Если в первом случае (рис. 3, *a*) на частотных зависимостях диэлектрических потерь имеется один максимум, то на тех же кривых для $As_2Se_3\langle Bi \rangle$ (рис. 3, *b*) достаточно четко видны два максимума (особенно при увеличении напряженности электрического поля). Причем частотные диапазоны максимума для As_2Se_3 и меньшего максимума для примесных образцов совпадают ($f \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ Гц), что, по-видимому, свидетельствует об их идентичной природе. Скорей всего, релаксаторы основной сетки исследованной структуры ответственны за появление этих максимумов на кривых $\text{tg } \delta(f)$. Второй же максимум для $As_2Se_3\langle Bi \rangle$ может быть обусловлен релаксационными свойствами микрон неоднородных областей.

Проведенное исследование позволяет сделать предположение о том, что обнаруженные различия в поведении диэлектрических характеристик чистых и легированных Bi пленок As_2Se_3 связаны с наличием высокопроводящих микрон неоднородных областей в примесных образцах.

Список литературы

- [1] В.Т. Колумиетс. Phys. Status Solidi **7**, 359; 713 (1964).
- [2] А.И. Губанов. ЖТФ **27**, 2510 (1957).
- [3] N.F. Mott. Adv. Phys. **16**, 49 (1967).
- [4] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1982). 662 с.

- [5] R. Flasck, M. Izu, K. Sapru, T. Anderson, S.R. Ovshinsky, H. Fritzsche. Proc. 7th Int. Conf. Amorphous and liquid semicond. Edinburg, England (1977). P. 524.
- [6] В.Л. Аверьянов, Б.Т. Коломиец, В.М. Любин, О.Ю. Приходько. Письма в ЖТФ **6**, 577 (1980).
- [7] Б.Л. Гельмонт, К.Д. Цендин. ФТП **17**, 6, 1040 (1983).
- [8] З.У. Борисова, Е.А. Бычков, Ю.С. Тверьянович. Взаимодействие металлов с халькогенидными стеклами. Изд-во ЛГУ, Л. (1991). 95 с.
- [9] Л.П. Казакова, Э.А. Лебедев. ФТП **32**, 803 (1998).
- [10] C. Crevecoeur, H.J. De Wit. Solid State Commun. **9**, 445 (1971).
- [11] Г.А. Лушечкин. Методы исследования электрических свойств полимеров. Химия, М. (1980). 160 с.
- [12] П.Т. Орешкин. Физика полупроводников и диэлектриков. Высш. шк., М. (1977). 448 с.