

ПРОВІДНІСТЬ НА ЗМІННОМУ СТРУМІ ТА ДІЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ХАЛЬКОГАЛОГЕНІДНИХ СТЕКОЛ

В. М. Рубіш

*Ужгородський національний університет, фізичний факультет,
вул. Підгірна, 46, Ужгород, 88000, Україна*

(Отримано 6 квітня 2001 р.; в остаточному вигляді — 29 квітня 2002 р.)

У діапазоні частот 10^4 – 10^{10} Гц та інтервалі температур від 170 К до температур склування T_g досліджено провідність на змінному струмі $\sigma(\omega)$ та діелектричні параметри (ϵ і $\text{tg } \delta$) стекол у системах Ge–As(Sb)–S–I. Температурні та частотні залежності $\sigma(\omega)$ визначено об'єднаним стрибковим механізмом переносу заряду біполяронами і простими поляронами. Діелектричні властивості стекол пояснено на основі моделі заряджених дефектів.

Ключові слова: провідність, енергія активації, поляризація, діелектрична проникність, халькогенідні скла.

PACS number(s): 72.15.Cz, 73.61.Jc

I. ВСТУП

Комплексна діелектрична проникність ϵ^* зумовлена процесами встановлення поляризації в речовині, поміщеній в електричне поле, і може бути описана виразом [1]:

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \int_0^\infty \gamma(x) e^{i\omega x} dx, \quad (1)$$

де x — змінна інтегрування; $\gamma(x)$ — функція, яка описує зміну поляризації з часом; ϵ_∞ — діелектрична проникність, що відповідає безінерційній складовій поляризації. Залежно від виду функції $\gamma(x)$ розрізняють два випадки: 1) пружне зміщення частинок; 2) зміщення частинок з одного положення рівноваги в інше (релаксаційна поляризація). У першому випадку діелектрична проникність визначається електронною й атомною поляризаціями. Релаксаційна поляризація (дипольна та йонна) проявляється в діелектриках, у структурі яких наявні дипольні структурні угруповання (дипольні молекули) або слабозв'язані носії заряду (йони), що можуть зміщатися на значні відстані. Ці види поляризації зумовлюють значні діелектричні втрати й дисперсію ϵ . Крім того, тверді діелектрики або напівпровідники, в структурі яких є локалізовані дефектні стани, виявляють втрати дебаївського типу (коли зміщення зарядів мають порядок міжатомної відстані). У халькогенідних і халькогалогенідних склоподібних напівпровідниках концентрація локалізованих дефектних станів значна, тому перенос заряду між ними визначає провідність на змінному струмі і може давати внесок у величину діелектричної проникності ϵ та послужити причиною її дисперсії [2–4].

Слід відзначити, що на сьогодні дослідження провідності на змінному струмі та діелектричних властивостей проводили, в основному, для склоподібних

матеріалів на основі халькогенідів миш'яку. Всі вони мають порівняно низькі значення діелектричної проникності (6–12) і діелектричних утрат (10^{-4} – 10^{-2}). Склоподібні ж халькогеніди сурми, а надто четвірні стекла на їх основі, в цьому напрямі вивчено мало.

У цій статті подано результати дослідження діелектричних параметрів (ϵ і $\text{tg } \delta$) та провідності на змінному струмі $\sigma(\omega)$ стекол системи Ge–As(Sb)–S–I (вивчено стекла розрізів As_2S_3 – AsI_3 , Sb_2S_3 – SbI_3 , As_2S_3 – GeS_2 , Sb_2S_3 – GeS_2 , AsSI – GeS_2 , SbSI – GeS_2).

II. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

Температурні й частотні залежності $\sigma(\omega)$, ϵ і $\text{tg } \delta$ досліджували резонансним методом [5] у діапазоні частот 1.0×10^4 – 3.0×10^7 Гц та інтервалі температур від 170 К до температур склування T_g . Зразки для вимірювань приготували у вигляді плоскопаралельних пластин, на найбільші площини яких наносили електроди. Як електроди використовували аквадаг і срібну пасту. Вольт-амперні характеристики структур $\text{Ag(C)}|\text{зразок}|\text{Ag(C)}$ мали симетричну форму, і для них закон Ома справедливий до полів $\sim 10^5$ В/м.

Для виявлення впливу контактних явищ на вимірювані параметри досліджували температурні залежності ϵ і $\text{tg } \delta$ деяких склоподібних сплавів систем Sb–S–I, Ge–Sb–S і Ge–As–S у діапазоні частот 10^8 – 10^{10} Гц. Для цих вимірювань використовували коаксіальну лінію передач [6].

Дослідження проводили у вакуумі 10^{-3} торр. Відносні похибки вимірювань складали: ϵ — 3%, $\sigma(\omega)$ і $\text{tg } \delta$ — 10%.

III. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Вимірювання ϵ і $\text{tg } \delta$ стекол названих систем дозволили встановити, що дисперсія відносної діелектричної проникності у вказаному діапазоні частот прак-

тично відсутня (рис. 1), а тангенс кута діелектричних утрат монотонно зменшується з ростом частоти.

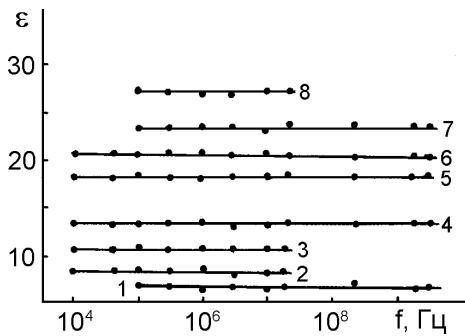


Рис. 1. Частотна залежність ϵ стекол при $T = 300$ К: 1 — $\text{Ge}_3\text{As}_{36}\text{S}_{61}$; 2 — $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{10}\text{S}_{57}\text{I}_{10}$; 3 — $\text{Ge}_{17}\text{Sb}_{17}\text{S}_{49}\text{I}_{17}$; 4 — $\text{Ge}_{13}\text{Sb}_{24}\text{S}_{63}$; 5 — $\text{Ge}_{10}\text{Sb}_{28}\text{S}_{62}$; 6 — $\text{Sb}_{40}\text{S}_{60}$; 7 — $\text{Sb}_{36}\text{S}_{45}\text{I}_{19}$; 8 — $\text{Sb}_{38}\text{S}_{54}\text{I}_8$.

Температурні залежності ϵ і $\text{tg } \delta$ стекол системи $\text{Sb}_2\text{S}_3\text{-SbI}_3$, характерні для більшості вивчених скло-

подібних сплавів, наведені на рис. 2. Видно, що в ділянці температур $T < T_g$ для всіх зразків величина ϵ практично постійна, а при температурах, близьких до температури склування відповідного скла, діелектрична проникність ϵ і $\text{tg } \delta$ помітно зростає.

Слід відзначити, що такий же вигляд мають температурні залежності ϵ і $\text{tg } \delta$, виміряні в НВЧ діапазоні. Це дозволяє зробити висновок, що зростання цих параметрів у ділянці температур склування зумовлене не контактним ефектом, а є властивістю досліджуваних матеріалів. При повторенні циклів нагрівання-охолодження в ділянці температур від кімнатних до T_g характер залежностей $\epsilon(T)$ і $\text{tg } \delta(T)$ не змінюється, що свідчить про відсутність ефекту кристалізації досліджуваних стекол. Відсутність дисперсії ϵ і слабка залежність цього параметра від температури свідчать про те, що величина діелектричної проникності вивчених халькогалогенідних стекол визначається, в основному, електронною й атомною поляризаціями [7], час встановлення яких досить малий і складає $\sim 10^{-15}\text{-}10^{-13}$ с. Підтвердженням цього висновку можуть служити низькі значення $\text{tg } \delta$ досліджуваних стекол (наприклад, при $T = 300$ К на частоті 10^5 Гц $\text{tg } \delta$ стекол у системах Ge-As(Sb)-S-I не перевищує 10^{-2}).

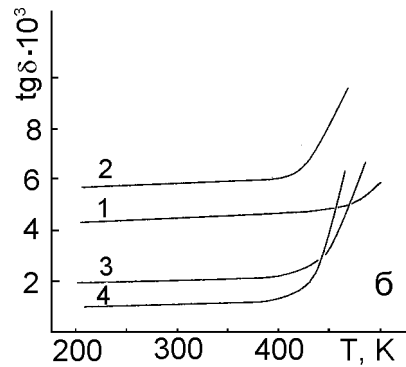
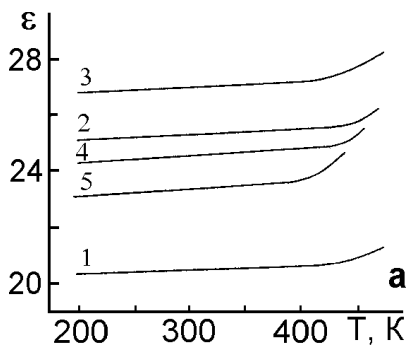


Рис. 2. Температурні залежності ϵ (а) і $\text{tg } \delta$ (б) на частоті 10^5 Гц стекол системи $\text{Sb}_2\text{S}_3\text{-SbI}_3$: 1 — $\text{Sb}_{40}\text{S}_{60}$; 2 — $\text{Sb}_{39}\text{S}_{57}\text{I}_4$; 3 — $\text{Sb}_{38}\text{S}_{54}\text{I}_8$; 4 — $\text{Sb}_{37}\text{S}_{48}\text{I}_{15}$; 5 — $\text{Sb}_{36}\text{S}_{43}\text{I}_{19}$.

Дослідження провідності на змінному струмі стекол систем Ge-As(Sb)-S-I показали, що у вказаному діапазоні частот $\sigma(\omega)$ зростає зі збільшенням частоти вимірального поля згідно зі співвідношенням

$$\sigma(\omega) = A\omega^s. \quad (2)$$

Значення степеня s при $T = 300$ К наведені в таблиці 1. Для всіх досліджених стекол вид залежності $\sigma(\omega)$ від ω майже не змінюється при зміні складу, і значення показника степеня s знаходяться в межах 0.78-0.94, що вказує на стрибковий характер провідності на змінному струмі [8].

При вимірюваннях на постійному струмі у всьому

температурному інтервалі виявлено експоненціальний характер залежності провідності від температури

$$\sigma(0) = C \exp(-E_\sigma/kT). \quad (3)$$

Аналіз залежностей $\sigma(0)$ від T дозволив визначити енергії активації провідності при $T = 0$ К стекол вказаних систем E_σ і встановити, що в них на постійному струмі в інтервалі температур 170-450 К переважає провідність по делокалізованих станах [9].

Провідність $\sigma(\omega)$ при порівняно низьких T і високих ω слабо залежить від температури. Перехід до експоненціальної залежності $\sigma(\omega)$ від T (рис. 3) спо-

стерігається, насамперед, у ділянці низьких частот. Температура цього переходу підвищується зі збільшенням частоти [4]. Ці результати свідчать про те, що $\sigma(\omega)$ в ділянці невисоких температур визначається, в основному, перестрибуваннями носіїв заряду по ло-

калізованих станах поблизу рівня Фермі. Оскільки ця складова провідності (σ_F) пропорційна T [2, 10], то з температурної залежності $\sigma(\omega)$ можна знайти внесок σ_F у провідність склоподібних сплавів при довільній температурі (рис. 3).

Склад	$\sigma(\omega)$, См/м	s	ε	$\text{tg } \delta$	E_σ , еВ	E_ε , еВ
As40S60	$5.5 \cdot 10^{-8}$	0.84	7.25	$3.6 \cdot 10^{-3}$	1.20	1.23
Sb40S60	$8.2 \cdot 10^{-8}$	0.88	20.6	$4.5 \cdot 10^{-3}$	0.82	0.86
Sb ₃₈ S ₅₄ I ₈	$4.5 \cdot 10^{-7}$	0.91	27.2	$2.1 \cdot 10^{-3}$	0.79	0.75
Sb ₃₇ S ₄₈ I ₁₅	$3.4 \cdot 10^{-7}$	0.90	24.7	$9.2 \cdot 10^{-4}$	0.75	0.77
Sb ₃₆ S ₄₅ I ₁₉	$1.5 \cdot 10^{-7}$	0.89	23.5	$6.0 \cdot 10^{-3}$	0.73	0.80
As ₃₇ S ₄₈ I ₁₅	$2.0 \cdot 10^{-7}$	0.85	7.55	$2.3 \cdot 10^{-3}$	0.94	0.92
As ₃₅ S ₄₂ I ₂₃	$5.0 \cdot 10^{-7}$	0.88	7.50	$6.5 \cdot 10^{-3}$	0.87	0.82
Ge ₇ Sb ₃₂ S ₆₁	$6.0 \cdot 10^{-8}$	0.85	19.5	$7.5 \cdot 10^{-4}$	0.95	0.87
Ge ₁₀ Sb ₂₈ S ₆₂	$7.0 \cdot 10^{-8}$	0.84	17.9	$9.3 \cdot 10^{-4}$	1.08	1.02
Ge ₁₄ As ₂₄ S ₆₂	$2.5 \cdot 10^{-7}$	0.83	6.34	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.18	1.10
Ge ₂₄ As ₁₂ S ₆₄	$7.0 \cdot 10^{-8}$	0.81	6.01	$8.5 \cdot 10^{-4}$	1.28	1.14
Ge ₃ Sb ₃₀ S ₃₇ I ₃₀	$2.0 \cdot 10^{-7}$	0.81	9.4	$7.0 \cdot 10^{-3}$	0.95	0.88
Ge ₁₇ Sb ₁₇ S ₄₉ I ₁₇	$9.0 \cdot 10^{-8}$	0.78	11.0	$1.5 \cdot 10^{-3}$	1.02	0.93
Ge ₇ As ₂₆ S ₄₁ I ₂₆	$3.5 \cdot 10^{-7}$	0.87	7.34	$2.5 \cdot 10^{-3}$	0.96	0.91
Ge ₁₇ As ₁₇ S ₄₉ I ₁₇	$2.5 \cdot 10^{-7}$	0.86	6.05	$9.5 \cdot 10^{-4}$	1.05	0.98

Таблиця 1. Електричні та діелектричні параметри стекел систем Ge-As(Sb)-S-I (значення $\sigma(\omega)$, ε і $\text{tg } \delta$ наведені при 300 К і $f = 10^5$ Гц).

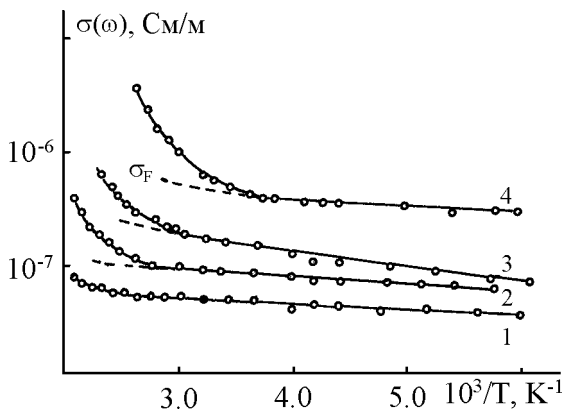


Рис. 3. Температурні залежності $\sigma(\omega)$ на частоті 10^5 Гц стекел: 1 — Ge₇Sb₃₂S₆₁; 2 — Sb₄₀S₆₀; 3 — Sb₃₇S₄₈I₁₅; 4 — As₃₅S₄₂I₂₃.

Як правило [8, 10] локалізація рівня Фермі пов'язується з наявністю заряджених дефектних центрів D^+ і D^- . У ділянці низьких температур провідність на змінному струмі здійснюється шляхом надбар'єрних стрибків біполяронів між цими центрами ($D^+ + 2e \leftrightarrow D^-$) [11, 12]. Два електрони (біполярон), що знаходяться на центрі D^- , здійснюють перехід на центри D^+ шляхом стрибків через потенціальний бар'єр, який у межах моделі Елліотта задається виразом [11]:

$$W = W_M - \frac{8e^2}{\varepsilon R_\omega} \quad (4)$$

Тут W_M — енергія активації при нескінченно великому розділенні станів, яка для халькогенідних стекел може дорівнювати ширині забороненої зони; R_ω — віддаль між двома станами.

Припускаючи розподіл заряджених дефектних центрів випадковим, Елліотт для $N^2/2$ пар центрів (N — концентрація локалізованих станів) одержав:

$$\sigma(\omega) = \frac{\varepsilon''(\omega)\omega}{4\pi} = \frac{N^2}{2} \int \frac{e^2 R_\omega^2}{12kT} \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} p(\tau) d\tau, \quad (5)$$

$$\varepsilon'(\omega) - \varepsilon_\infty = 2N^2 \pi \int \frac{e^2 R_\omega^2}{12kT} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} p(\tau) d\tau, \quad (6)$$

де $p(\tau)d\tau$ — ймовірність того, що центр має час релаксації з проміжку $(\tau, \tau + d\tau)$. Час релаксації пари

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{kT}\right). \quad (7)$$

Для більшості халькогенідних стекел значення τ_0 знаходиться в межах 10^{-13} – 10^{-12} с [2, 11].

У виразах (5) і (6) зручно перейти від розподілу по

τ до розподілу по R_ω :

$$p(\tau) d\tau = q(R_\omega) dR_\omega,$$

оскільки він, як правило, відомий. Для випадкового розподілу центрів функція R_ω має вигляд [11]:

$$q(R_\omega) = 4\pi R_\omega^2 \exp\left(-\frac{4\pi N R_\omega^3}{3}\right). \quad (8)$$

Тоді, використовуючи (8) для функції розподілу, (7) — для часу релаксації та інтегруючи в (5) в межах від τ_0 до $\tau_0 \exp(W_M/kT)$, можна одержати вираз для $\sigma(\omega)$ в ділянці температур $T < T_g$ [11]:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^2 N^2 \varepsilon}{24} \left(\frac{8e^2}{\varepsilon W_M}\right)^6 \frac{\omega^{1-\beta}}{\tau_0^\beta}, \quad (9)$$

де $\beta = 6kT/W_M$. З рівняння (9) випливає, що показник степеня s в (2) ($s = 1 - \beta$) менший від одиниці і зменшується з підвищенням температури. Слід відзначити добру кореляцію між розрахованими й експериментальними параметрами $\sigma(\omega)$ для стекел систем Ge-As(Sb)-S-I [4, 7].

З рівнянь Крамерса-Кроніґа випливає, що степеневому закону $\sigma(\omega) = A\omega^s$ (при $s < 1$) відповідає рівність [3, 13]:

$$\varepsilon(\omega) - \varepsilon_\infty = \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi s}{2}\right), \quad (10)$$

яка дозволяє оцінити глибину дисперсії діелектричної проникності. Аналіз величини параметра A для значної кількості халькогенідних стекел показав, що її середнє значення складає $3 \cdot 10^{-12} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$. Тоді, використовуючи співвідношення $\sigma(f) = Af^s$, (10) можна виразити як [3]

$$\varepsilon(f) - \varepsilon_\infty = 5.4 \cdot 10^{-2} f^{s-1} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi s}{2}\right). \quad (11)$$

Згідно з цим рівнянням глибина дисперсії ε в діяпазоні частот 10^4 – 10^{10} Гц при $s = 0.9$ дорівнює ~ 0.10 . При прямованні s до одиниці величина $\varepsilon(f) - \varepsilon_\infty$ досягає значення ~ 0.40 .

Експериментальні результати досліджень $\sigma(\omega)$, ε і $\operatorname{tg} \delta$ в ділянці порівняно невисоких температур ($T < T_g$) підтверджують правильність проведених вище оцінок. У діяпазоні частот 10^4 – 10^{10} Гц дисперсія ε практично відсутня (рис. 1), а діелектричні втрати з ростом частоти зменшуються.

Наявність заряджених дефектних центрів D^+ і D^- , концентрація яких у вивчених стеклах складає 10^{24} – 10^{25} м^{-3} [4, 7], визначає не тільки провідність на змінному струмі. Такі центри є місцями нерегулярного розподілу електричного заряду в склі. При відсутності електричного поля під впливом тепло-

вих флюктуацій носії заряду здійснюють стрибки між центрами. Однак хаотичні переміщення зарядів не приводять до поляризації. Прикладене зовнішнє поле стимулює “уніполярність” таких переходів і викликає появу індукованого цим полем електричного моменту одиниці об’єму скла. При порівняно невисоких температурах ($T < T_g$) число переходів невелике через малу кількість носіїв заряду, які мають енергію, достатню для переходу через потенціальний бар’єр, максимальна висота якого може бути W_M .

При температурах, близьких до T_g , зростає роль нейтральних центрів D^0 , які утворюються в результаті оборотної реакції $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$ [2]. Це полегшує стрибки носіїв заряду між центрами (оскільки висота потенціального бар’єра в цьому випадку $W_M' < W_M$), зумовлюючи зростання поляризації, а значить, і ε . Утворенням центрів D^0 і експоненціальним збільшенням їх концентрації з підвищенням T (в ділянці $T \sim T_g$) зумовлена і значна температурна залежність $\sigma(\omega)$ (рис. 3) [2, 4, 7].

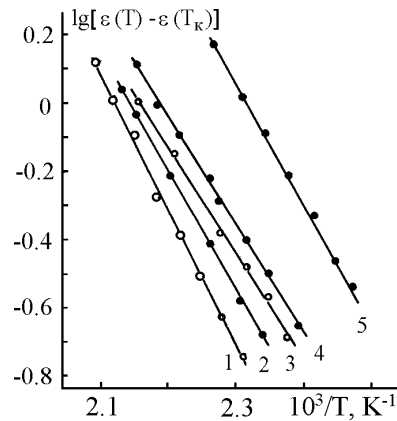


Рис. 4. Залежність $\lg[\varepsilon(T) - \varepsilon(T_K)]$ від $1/T$. Позначення ті ж, що й на рис. 2.

Зростання концентрації D^0 центрів з температурою приводить до значного внеску в $\sigma(\omega)$ стрибків простих полярионів (електронів між центрами D^0 і D^+ та дірок між центрами D^0 і D^-), які перевищують внесок стрибків біполяріонів.

У ділянці температур склування спостерігається експоненціальне зростання ε (рис. 2), яке можна описати виразом [14]

$$\frac{\varepsilon(T)}{\varepsilon(T_K)} \approx \exp\left(-\frac{E_\varepsilon}{kT}\right), \quad (12)$$

де $\varepsilon(T_K)$ — діелектрична проникність при $T = 300 \text{ К}$, E_ε — енергія активації. Якщо зростання поляризації з підвищенням T зумовлене збільшенням концентрації носіїв заряду, які можуть перебороти потенціальні бар’єри, значно менші від W_M , то логарифм приросту діелектричної проникності $\lg[\varepsilon(T) - \varepsilon(T_K)]$

є лінійною функцією оберненої температури. Побудовані залежності $\lg[\varepsilon(T) - \varepsilon(T_K)] \sim f(1/T)$ для стекел системи $\text{Sb}_2\text{S}_3\text{-SbI}_3$ (рис. 4), типові для всіх досліджених стекел систем Ge-As(Sb)-S-I , виявились лінійними й дозволили визначити енергії активації E_ε , які є близькими енергіям активації E_σ , визначеним з температурних залежностей провідності (табл. 1). Слід відзначити, що переходи носіїв між зарядженими дефектними центрами зумовлюють не тільки поведінку ε і $\sigma(\omega)$, а й діелектричні втрати. Крім того, зростання ε в ділянці температур склування може бути зумовлене і збільшенням атомної поляризованості стекел, викликаної полегшенням орієнтації структурних угруповань за рахунок підвищення мобільності сітки скла в ділянці T_g [14].

IV. ВИСНОВКИ

Провідність на змінному струмі $\sigma(\omega)$ всіх вивчених стекел у системах Ge-As(Sb)-S-I змінюється з

частотою згідно зі співвідношенням $\sigma(\omega) \sim \omega^s$, де s , залежно від складу, при $T = 300$ К приймає значення 0.78–0.95. При порівняно низьких температурах і високих частотах $\sigma(\omega)$ слабо залежить від температури. У цій ділянці температур провідність на змінному струмі здійснюється шляхом надбар'єрних стрибків біполяронів між зарядженими центрами D^- і D^+ . Перехід до експоненціальної залежності $\sigma(\omega)$ від T спостерігається насамперед у ділянці низьких частот. Температура цього переходу підвищується зі збільшенням частоти. У цій ділянці температур суттєвий внесок у $\sigma(\omega)$ дають стрибки простих поляронів між центрами D^0 і D^+ та D^0 і D^- .

У вивченому діапазоні частот не виявлено дисперсії діелектричної проникності ε стекел, а $\text{tg } \delta$ з ростом частоти монотонно зменшується. У ділянці температур $T < T_g$ величини ε і $\text{tg } \delta$ практично постійні, а при $T \sim T_g$ значно зростають. Отримані результати досліджень діелектричних параметрів задовільно пояснюються в межах моделі заряджених дефектних центрів.

-
- [1] Г. Фрелих, *Теория диэлектриков*, (Изд-во иностр. лит-ры, Москва, 1960).
- [2] K. Shimakawa, *Philos. Mag.* **46**, 123 (1982).
- [3] М. С. Гутенев, *Физ. хим. стекла* **9**, 291 (1983).
- [4] В. М. Рубиш, И. Д. Турияница, П. П. Штец, *Физ. электрон.* **33**, 50 (1986).
- [5] А. А. Молнар, *Вісн. Ужгород. ун-ту, сер. фіз.* **2**, 101 (1998).
- [6] А. А. Брандт, *Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах*, (Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, Москва, 1963).
- [7] В. М. Рубиш, И. Д. Турияница, В. В. Химинец, *Укр. физ. журн.* **26**, 1856 (1981).
- [8] Н. Мотт, Э. Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, (Мир, Москва, 1982).
- [9] В. М. Рубиш, И. Д. Турияница, П. П. Штец, *Укр. физ. журн.* **29**, 1532 (1984).
- [10] *Аморфные полупроводники*, Под ред. М. Бродски, (Мир, Москва, 1982).
- [11] S. R. Elliott, *Philos. Mag.* **36**, 1291 (1977).
- [12] S. R. Elliott, *Solid State Commun.* **27**, 749 (1978).
- [13] G. E. Pike, *Phys. Rev. B* **6**, 1572 (1972).
- [14] В. М. Рубиш, И. Д. Турияница, *Физ. электрон.* **23**, 51 (1981).

AC-CONDUCTIVITY AND DIELECTRIC PROPERTIES OF CHALCOHALOGENIDE GLASSES

V. M. Rubish

*Uzhgorod National University, Physical Faculty,
46 Pidgirna Str., Uzhgorod, UA-88000, Ukraine*

A.c. conductivity $\sigma(\omega)$ and dielectric parameters (ε and $\text{tg } \delta$) of Ge-As(Sb)-S-I system glasses are investigated in the frequency range of 10^4 – 10^{10} Hz and temperature interval from room to glassforming T_g . Combined hopping mechanism of bipolarons and single-polaron charge transfer defined the temperature and frequency dependences of $\sigma(\omega)$. Dielectric properties of glasses are explained on the basis of model charge defects.