

РЭЛЕЕВСКОЕ И МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В СТЕКЛООБРАЗНЫХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$

И. И. Шпак*, Р. М. Евич, О. И. Шпак, С. И. Перечинский,
Д. И. Блецкан, Ю. М. Высочанский

УДК 535.36:666.13.01

Ужгородский национальный университет,
88000, Ужгород, ул. Подгорная, 46, Украина; e-mail: shpak.univ@gmail.com

(Поступила 27 октября 2016)

Исследовано рэлеевское и мандельштам-бриллюэновское рассеяние света в халькогенидных стеклах системы Ge-Sb-S по разрезу $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$, $x = 0-50$ мол.%. Определены соотношения Ландау—Плачека, скорость продольного гиперзвука, высокочастотный продольный упругий модуль и коэффициент экстинкции на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм.

Ключевые слова: халькогенидные стекла, рэлеевское и мандельштам-бриллюэновское рассеяние, соотношения Ландау—Плачека, скорость продольного гиперзвука, потери на рассеяние, координационное число.

The Rayleigh—Brillouin light scattering in the chalcogenide glasses of the Ge-Sb-S system in the $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$ ($x = 0-50$) set is investigated. The longitudinal hypersonic velocity, the high-frequency longitudinal elastic modulus, the extinction coefficient at the wavelength $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, and the Landau—Placzek ratio are determined. The Landau—Placzek ratio for the glassy alloys of the Ge-Sb-S system depends strongly on the average coordination number and becomes maximal at $Z = 2.67$.

Keywords: chalcogenide glasses, Rayleigh—Brillouin light scattering, Landau—Placzek ratio, hypersonic velocity, extinction coefficient, coordination number.

Введение. Рэлеевское и мандельштам-бриллюэновское рассеяние света (РР и МБР) находит все более широкое применение для исследования и контроля материалов, используемых в оптическом приборостроении и квантовой электронике, является основой одного из практических и точных метрологических методов неразрушающего контроля, определения упругих и фотоупругих констант кристаллов и стекол [1—5]. В [2] отношение $I_{\text{P}}/I_{\text{MB}}$, где I_{P} и I_{MB} — интенсивности рэлеевской и мандельштам-бриллюэновских компонент рассеяния, рассматривалось в качестве критерия оптической “чистоты”, который дает возможность оценить количество и размер как динамических (флуктуации плотности, концентрации и т. д.), так и статических (инородные примеси и включения) оптических неоднородностей, снижающих оптическую прочность материалов. Методом МБР измерены упругие и упругооптические константы, потери на рэлеевское рассеяние [2, 4]. В последнее время внимание направлено на исследование этим методом микронеоднородного строения халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП), применяемых в современной оптоэлектронике и технике среднего и дальнего ИК диапазонов [2, 3, 5]. К таким ХСП можно отнести стеклообразные сплавы системы Ge-Sb-S , которые широко используются в акустооптическом материаловедении в качестве активных элементов дефлекторов и модуляторов лазерного излучения [6—8]. Поэтому измерения упругооптических характеристик таких стекол, особенно уровня оптических потерь в них, с помощью спектроскопии РР и МБР как структурно-чувствительного метода представляет несомненный интерес.

RAYLEIGH AND MANDELSHTAM-BRILLOUIN LIGHT SCATTERING IN THE CHALCOGENIDE GLASSES OF THE $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$ SYSTEM

I. I. Shpak*, R. M. Yevych, A. I. Shpak, S. I. Perechinskii, D. I. Bletskan, Yu. M. Vysochanskii
(Uzhgorod National University, 46 Pidhirna Str., Uzhgorod, 88000, Ukraine; e-mail: shpak.univ@gmail.com)

В настоящей работе приведены результаты измерения спектров РР и МБР халькогенидных стекол системы $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$ с систематически меняющимся составом, их анализа и определения отношения Ландау—Плачека (ЛП), а также расчета скоростей продольного гиперзвука, высокочастотного упругого модуля, адиабатических упругооптических констант и потерь на рассеяние на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм (коэффициента экстинкции) в зависимости от среднего координационного числа Z при изменении состава сплавов.

Методика эксперимента. Фазовые равновесия и особенности стеклообразования в системе Ge—Sb—S исследованы в работах [9, 10]. Использована методика двухтемпературного синтеза стекол, при которой ампулы с навесками элементарных компонентов, взятых в соответствующих пропорциях, сначала нагреваются до 820—850 К со скоростью 3—4 К/мин, после чего выдерживаются при этих температурах в течение 12—15 ч. Затем температура ампул повышается на 20—30 К выше температуры плавления со скоростью 1—3 К/мин и расплав выдерживается в течение 15—20 ч. В качестве исходных компонентов использованы элементарные Ge с удельным сопротивлением ≥ 50 Ом · см, Sb и S чистоты не хуже В6.

Исследования спектров РР и МБР проведены по методике и на установке, описанной в [2, 4]. Методика измерений и расчета упругих и фотоупругих параметров, подробно изложенная в [2], основана на том, что сдвиги частот компонент спектра МБР пропорциональны произведению соответствующей скорости звука v и коэффициента преломления n , а интенсивности компонент зависят от упругооптических констант p_{ij} , v , n и плотности ρ . В экспериментах методом счета фотонов зарегистрированы спектры МБР в 90°-геометрии рассеяния. В качестве диспергирующего элемента использован трехпроходный сканируемый давлением интерферометр Фабри—Перо с резкостью интерференционной картины 35, область дисперсии 2.51 см^{-1} . Рассеяние возбуждалось одномодовым He—Ne-лазером ($\lambda = 0.6328$ мкм, мощность ~ 50 мВт) с поляризацией луча перпендикулярно плоскости рассеяния. Анализировался свет обеих поляризаций. Использованы образцы в виде параллелепипедов с полированными гранями. Погрешность определения $R_{\text{ЛП}} = \pm 4\text{—}10\%$. Ошибка определения скорости гиперзвука $\leq 2\%$. Показатель преломления исследуемых стекол на длине волны He—Ne-лазера измерен методом призмы на гониометре Г-1,5 фирмы ЛОМО. Образцы имели форму трехгранных призм с преломляющими углами $\sim 11\text{—}13^\circ$, полированных до 14 класса чистоты, что обеспечивает погрешность не хуже ± 0.004 . Плотность сплавов измерена методом гидростатического взвешивания в толуоле с погрешностью ± 0.01 .

Результаты и их обсуждение. При возбуждении рассеяния монохроматического света с частотой ν в изотропной среде в спектре рассеяния появляются несмещенная рэлеевская компонента и симметрично (относительно ν) расположенные дублеты на расстоянии $\Delta\nu$, которые обусловлены рассеянием света адиабатическими флуктуациями плотности, распространяющиеся в среде со скоростью гиперзвуковых волн [1]:

$$\pm \Delta\nu/\nu = 2n(v/c)\sin\theta/2, \quad (1)$$

где ν — частота падающего света; n — показатель преломления на длине волны падающего света; θ — угол рассеяния; v — скорость распространения продольной гиперзвуковой волны; c — скорость света в вакууме.

В интенсивность несмещенной компоненты в спектре рассеяния вносят вклад флуктуации показателя преломления $\langle \delta n^2 \rangle$, которые связаны с медленно релаксирующими и с “замороженными” при охлаждении стеклообразующего расплава неоднородностями и соответствуют некоторой “фиктивной” температуре $T_f \sim T_g$, где T_g — температура стеклования. К ним относятся изобарические флуктуации плотности $\langle \delta \rho^2 \rangle$ и флуктуации концентрации $\langle \delta c^2 \rangle$ [3, 11]. Вследствие этого интенсивность РР у веществ в стеклообразном состоянии может быть выше, чем в жидком или кристаллическом. Параметром, характеризующим развитие в стекле “замороженных” флуктуаций, является определяемое из спектров РР и МБР соотношение ЛП $R_{\text{ЛП}} = I_p/2I_{\text{МБ}}$, где I_p и $I_{\text{МБ}}$ — интенсивности центральной (рэлеевской) и мандайштам-бриллюэновских компонент спектра (рис. 1). Результаты исследования РР и МБР в кислородсодержащих и особенно в ХСП-системах указывают на аномально высокие значения $R_{\text{ЛП}}$ и потерь на рассеяние [3—5, 11—14].

Теоретические трудности при объяснении таких значений $R_{\text{ЛП}}$ преодолены за счет учета релаксационных свойств стеклообразующихся расплавов и введения представлений о “замораживании” флуктуаций, определяющих РР при прохождении расплава через интервал стеклования [11—13]. Для этого предложена теория “замерзающих” изобарических флуктуаций плотности при переходе от жид-

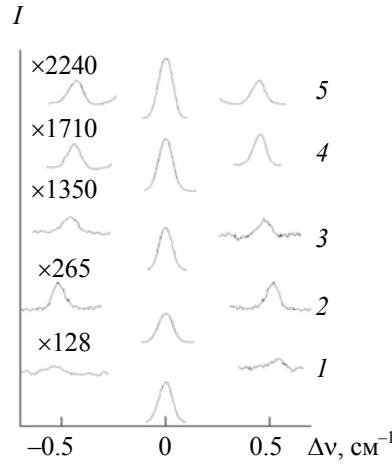


Рис. 1. Спектры РР и МБР стеклообразных сплавов системы Ge–Sb–S по разрезу $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$: $x = 50$ (1), 30 (2), 20 (3), 10 (4), 2 (5)

кого состояния к стеклообразному. Это дало возможность получить соотношение ЛП как параметр, характеризующий микрон неоднородное строение многокомпонентного стекла в виде суммы вкладов от изобарических флуктуаций плотности (R_p) и флуктуаций концентрации (R_c) [2, 5, 11, 14]:

$$R_{\text{ЛП}} = I_p/2I_{\text{МБ}} = R_p + R_c, \quad (2)$$

$$R_p = (T_f/T)(\beta_{T_f,0} \rho v_{T,\infty}^2 - 1), \quad (3)$$

$$R_c = \frac{T_f}{T} c_{11} \frac{(\partial \varepsilon / \partial C)_{PT}^2}{(\rho \partial \varepsilon / \partial \rho)_{TC}^2} \frac{V}{N'} \left(\frac{\partial \mu}{\partial C} \right)_{PT}^{-1}, \quad (4)$$

где T — температура измерения (комнатная); $T_f \sim T_g$ — “фиктивная” (структурная) температура (при которой скорость структурных перестроек меньше скорости охлаждения стеклообразующего расплава); $\beta_{T_f,0}$ — статическая (равновесная) изотермическая сжимаемость при T_f ; $v_{T,\infty}$ — скорость распространения упругого возмущения при комнатной температуре и экстраполяции в область бесконечно больших частот; в случае стекла v_∞ может быть определена из $\Delta \nu$ с помощью соотношения (1); $C = N/N'$ — концентрация второго компонента; N и N' — количество молей растворенного вещества и растворителя; μ — химический потенциал; V — объем.

Разделение вкладов флуктуаций плотности R_p и концентрации R_c в $R_{\text{ЛП}}$ выполнено с помощью соотношения (2). Величину R_c обычно определяют следующим образом. Рассчитываются значения R_p с использованием уравнения (3) и экспериментальных температур стеклования, плотности и акустических измерений [8, 15]. С учетом найденного по спектру РР и МБР значения $R_{\text{ЛП}}$ вычисляется величина $R_c = R_{\text{ЛП}} - R_p$. Определив частотные сдвиги $\Delta \nu_L$ и $\Delta \nu_T$ продольных и поперечных компонент спектра МБР, из (1) можно найти скорости продольной и поперечной гиперзвуковых волн в стекле. Расстояния между компонентами и интенсивности дублетов в спектрах РР и МБР содержат полную информацию об упругооптических постоянных стекол, а отношение ЛП дает возможность оценить коэффициент экстинкции для рэлеевской компоненты α_R , см^{-1} [2, 11]:

$$\alpha_R = (R_{\text{ЛП}} + 1) 8\pi^3 kT/3\lambda^4 (n^4 p_{12})^2 c_{11}^{-1}, \quad (5)$$

или для потерь на рассеяние в стеклах, дБ/км:

$$\alpha_R' = 0.434 \cdot 10^6 \alpha_R, \quad (6)$$

где $c_{11} = M_\infty = \rho v_L$ — высокочастотный продольный упругий модуль; p_{12} — упругооптическая постоянная.

Измерив отношение интенсивностей МБР $R = I_{\text{МБ}}/I_{\text{МБ}}^0$ исследуемого образца и эталонного с известной постоянной $(p_{12})_0$, можно определить $(p_{12})_{\text{ад}}$ по формуле [2]:

$$(p_{12})_{\text{ад}} = (p_{12})_0 [R(\rho/\rho_0)]^{1/2} (n_0/n)^4 [(n+1)/(n_0+1)]^2 (v_L/v_{L0}). \quad (7)$$

В качестве эталона выбран плавленый кварц, для которого все необходимые параметры известны: $\rho = 2.20 \text{ г/см}^3$, $n(6328 \text{ Å}) = 1.457$, $p_{12} = 0.270$ [2]. Спектры МБР плавленого кварца представлены

в [2—4], а исследуемых стекол — на рис. 1. Интенсивность продольных компонент I_{MB} в стеклах пропорциональна коэффициенту экстинкции α_{MB} , определяемому для одной компоненты МБР [2, 3]:

$$\alpha_{MB} = (8\pi^3/3)(\kappa T/\lambda^4)[(p_{12})^2/(\rho v_L^2)]n^8, \quad (8)$$

где ρ — плотность, n — показатель преломления.

В табл. 1 приведены результаты расчета скорости гиперзвука и других параметров спектра РР и МБР исследуемых стекол, а также коэффициенты преломления стекол и частоты $f = \nu$ продольных гиперзвуковых фононов, на которых рассеивался свет. Видно, что до частот $\sim 2 \cdot 10^{10}$ Гц для всех составов стекол дисперсия скорости звука отсутствует (при $T \sim 20$ °С), что и следовало ожидать [1, 2]. Это означает, что различия скоростей гиперзвука, полученных из спектров РР и МБР с помощью соотношения (1) и данных акустических измерений на частоте 20 мГц (см. табл. 1), не выходят за пределы погрешности измерений (~ 2 %). Изменение состава стекол определяет перераспределение связей с различными силовыми константами, при этом имеет место постепенный переход от стекол с тетраэдрическими структурными единицами (GeS_2) к пирамидальным структурным единицам (Sb_2S_3), обладающим меньшей жесткостью [6—8]. В силу большего числа связей металл—халькоген (М—Х) в тетраэдре $\text{GeS}_{4/2}$ по сравнению с тригональной пирамидой $\text{SbS}_{3/2}$ стабилизирующее действие Ge на жесткость структурного каркаса бинарного стекла оказывается при меньших содержаниях металла. Монотонное снижение скорости гиперзвука $V_L(x)$ (рис. 2, кривая 1) при изменении состава (увеличении содержания Sb_2S_3) связано с тем, что различие силовых постоянных связи (силовые константы связей Ge—S и Sb—S) в несколько раз больше силовых постоянных гомополярных связей [6, 7, 10]. Это приводит к тому, что уже при небольших концентрациях металла в составе сплавов жесткость структурно-химического каркаса исследуемых сплавов и скорость гиперзвука в них претерпевают существенные изменения.

Т а б л и ц а 1. Среднее координационное число Z , частота гиперзвука ν , показатель преломления n , скорости низкочастотного V_L^U и гиперзвука V_L^G , отношения Ландау—Плачека $R_{\text{ЛП}}$, адиабатическая упругооптическая постоянная $(p_{12})_{\text{ад}}$, продольный высокочастотный упругий модуль M_∞ и коэффициент экстинкции α_R стеклообразных сплавов $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$

Состав	Z	ν , ГГц	$n_{\lambda=0.6328 \text{ мкм}}$	V_L^G , м/с	V_L^U , м/с	$R_{\text{ЛП}}$	$(p_{12})_{\text{ад}}$	Ψ , К·Па ⁻¹	M_∞ , 10 ⁻¹⁰ Дж/м ³	$\alpha_R \cdot 10^3$, см ⁻¹
GeS_2	2.67	13.2	2.111	2798	2778	878	0.30	773.2	2.22	9.8
$x = 2$	2.65	13.2	2.113	2795	—	803	0.29	727.5	2.25	9.3
4	2.65	13.2	2.160	2716	2698	563	0.28	693.7	2.27	8.2
10	2.63	13.4	2.230	2696	—	317	0.27	632.7	2.31	5.3
30	2.58	15.0	2.500	2685	2660	164	0.27	437.2	2.37	3.0
50	2.53	19.5	2.801	2598	2620	117	0.28	383.4	2.49	1.8

Роль концентрационных флуктуаций в РР может быть оценена с помощью соотношения R_c/R_p (или $R_c/R_{\text{ЛП}}$), зависимость которого от содержания Sb_2S_3 в сплавах приведена на рис. 2, кривая 2. Видно, что зависимость R_c/R_p от состава сплавов носит монотонно убывающий с концентрацией Sb_2S_3 характер, при этом отношение $R_c/R_p(x)$ исследуемых сплавов при $x \leq 20$ мол.% Sb_2S_3 сменяется более резким при приближении к GeS_2 . Такое поведение указанного параметра, по-видимому, определяется уменьшением изобарических флуктуаций плотности “замороженных” в интервале стеклования сплавов, поскольку концентрационное поведение $\beta_T(x)$ и $T_g(x)$ симбатное, при этом незначительное снижение $\beta_T(x)$ компенсируется сильнее выраженной возрастающей зависимостью $T_g(x)$ [8, 9, 15]. Сравнение концентрационного поведения отношения R_c/R_p (рис. 2) и коэффициентов экстинкции α_R (табл. 1) указывает на преобладающий вклад флуктуаций концентрации в общие оптические потери в исследуемых сплавах. Расчетные потери на рассеяние исследуемых сплавов на несколько порядков выше в сравнении со стеклами оптического каталога, лазерными стеклами и специально очищенными материалами для волоконной оптики [2]. При этом следует учитывать, что концентрационные флуктуации в расплаве (которые после его охлаждения определяют микрон неоднородное строение стекла), “замороженные” при $T = T_g$, могут усиливаться за счет микроскопических внутренних напряжений или взаимодействия с микропримесями, т. е. существование неоднородностей технологического происхождения также влияет на соотношение ЛП и, следовательно, вклад R_c . Отметим, что

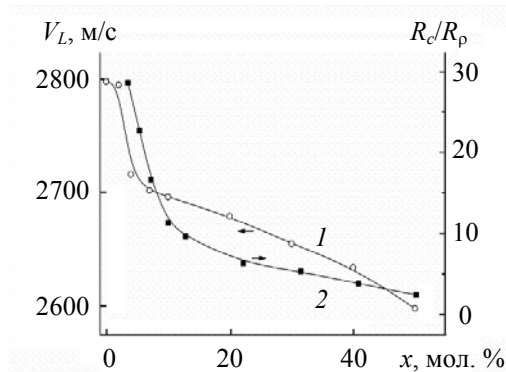


Рис. 2. Зависимость скорости продольного гиперзвука V_L (1) и отношения R_c/R_p (2) от состава стеклообразных сплавов $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$

флуктуации концентрации увеличиваются по мере роста кристаллизационной способности стекол [9]. Всем этим подтверждается представление об определяющей роли “замороженных” флуктуаций концентрации в РР многокомпонентных стекол [3—5, 11—14].

В качестве параметра, описывающего степень связности структурно-химического каркаса некристаллических материалов (согласно топологической модели Филлипса—Торпа), может рассматриваться среднее количество ковалентных связей, приходящихся на один атом Z (среднее координационное число) [16, 17], которое рассчитывается по формуле $Z_{\text{cp}} = (4x + 3y + 2z)/100$, где x , y и z — атомные (молекулярные) доли Ge, Sb и S; 4, 3 и 2 — их координационные числа в ковалентно связанной структурной матрице стекла соответственно. Переход от цепочно-слоистой структуры к трехмерно увязанному каркасу стекла с прочными направленными ковалентными связями реализуется в точке $Z_{\text{cp}} = Z_c$ (2.67) и называется топологическим [16]. Для стекол системы Ge—Sb—S при этом значении Z_c резко изменяются упругие модули (модуль сдвига G , упругости E , объемного сжатия B) вследствие топологических изменений в их структуре [17, 18]. Аналогичное концентрационное поведение проявляет и параметр $\psi = 10^9 T q \chi \sim \langle \Delta\rho/\rho \rangle^2$, где $\langle \Delta\rho/\rho \rangle^2$ — средний квадрат разности электронной плотности, χ — адиабатическая сжимаемость (табл. 1), который является мерой развития изобарических флуктуаций плотности [7] в РР исследуемых сплавов. Поэтому можно предположить, что такое концентрационное поведение упругих модулей, коэффициента экстинкции и $R_{\text{ЛП}}$ связано с реализацией топологического фазового перехода в системе $(\text{Sb}_2\text{S}_3)_x(\text{GeS}_2)_{100-x}$ при $Z_{\text{cp}} \approx 2.67$, соответствующем стехиометрическому соединению GeS_2 .

Анализ колебательных спектров методами ИК и КР спектроскопии показывает, что при введении незначительного количества Sb происходят сильная деформация тетраэдров $[\text{GeS}_4]$ и укорочение длины тетраэдрических цепочек, которые являются основным структурным мотивом стекла GeS_2 , что выражается в незначительном размытии основной колебательной моды GeS_2 в области $340\text{—}360\text{ см}^{-1}$ [18, 19]. Следовательно, в области составов $x < 20$ мол.% Sb_2S_3 статистическое распределение и взаимное влияние разнородных по составу и симметрии структурных единиц (СЕ) $(\text{GeS}_{4/2}$ и $\text{SbS}_{3/2})$ приводит к увеличению дисперсности их ассоциативов. Не исключается также возможность образования обрывов химических связей ввиду пространственной несовместимости и энергетического фактора (различие энергий химических связей) [20, 21]. Изменения таких определяемых по спектрам РР и МБР структурно-чувствительных параметров, как $R_{\text{ЛП}}$, скорость продольного гиперзвука V_L и потерь на рассеяние α_R (табл. 1), с составом в области, где структура сплавов определяется жесткими тетраэдрическими группировками $\text{GeS}_{4/2}$ ($Z = 2.66$), более существенны, чем для стекол с цепочно-слоистой структурой ($x > 20$ мол.% Sb_2S_3). В этой области указанные параметры характеризуются практически сублинейной зависимостью от состава (рис. 2), поскольку распределение СЕ $\text{GeS}_{4/2}$ и $\text{SbS}_{3/2}$ является преимущественно статистически равномерным при неаддитивном проявлении пространственно разделенных тетраэдров $[\text{GeS}_4]$ и ассоциированных $[\text{SbS}_3]$ структурных группировок и частичным топологическим разупорядочением. Действительно, результаты исследования (радиальной функции распределения электронной плотности и интенсивности рентгеновского рассеяния) как функции состава x показывают, что структуру исследуемых сплавов в диапазоне $0 \leq x \leq 50$ нельзя рассматривать как идеальный раствор базовых СЕ $\text{GeS}_{4/2}$ и $\text{SbS}_{3/2}$ [18, 20]. Подтверждение такого предположения — немонотонный характер изменения температур стеклования T_g , кристаллизации T_c

и плавления T_m стекол в этом концентрационном интервале [8, 20, 21]. Для концентраций $x < 20$ введение в GeS_2 -кластеры в форме сильно деформированных включений SbS_3 вызывает резкое возрастание первого дифракционного пика (FSDP). При дальнейшем увеличении содержания сурьмы формирование цепочно-слоистых кластеров Sb_2S_3 приводит к разветвлению GeS_2 -кластеров, между-кластерные расстояния при этом уменьшаются и снижается высота FSDP. Концентрационные кривые интегральной интенсивности FSDP и длины корреляции D в зависимости от среднего координационного числа для системы Ge-Sb-S принимают экстремальные значения при $Z_{\text{ср}} = Z_c$ [16–18].

Заключение. Результаты экспериментальных измерений рэлеевского и манделштам-бриллюэновского рассеяния света в халькогенидных стеклообразных сплавах разреза $\text{Sb}_2\text{S}_3\text{—GeS}_2$ указывают на отсутствие дисперсии скорости гиперзвука при комнатной температуре вплоть до частот ~ 20 ГГц. Наиболее существенные изменения структурно-чувствительных параметров, определяемых из этих спектров ($R_{\text{лп}}$, коэффициента экстинкции, скорости гиперзвука и ψ), наблюдаются в области незначительного содержания сульфида сурьмы в сплавах. Слабая зависимость высокочастотного продольного модуля и упругооптической постоянной от среднего координационного числа при изменении состава отражает постепенный переход от тетраэдрического строения непрерывной случайной структурно-химической сетки стекол к цепочно-слоистому. Отношение Ландау—Плачека в сплавах системы Ge-Sb-S зависит от среднего координационного числа (концентрации Ge) и значительно возрастает при приближении к $Z = 2.67$. Такое поведение, по-видимому, связано с возможностью реализации топологического перехода в стеклообразных сплавах этой системы.

- [1] **И. Л. Фабелинский.** Молекулярное рассеяние света, Москва, Наука (1965)
- [2] **А. И. Ритус.** Тр. ФИАН, Москва, Наука (1982) 3—80
- [3] **Л. В. Максимов.** Физ. хим. стекла, **2**, № 3 (1996) 222—227
- [4] **Р. М. Евич, С. И. Перечинский, З. П. Гадьмаши, И. И. Шпак, Ю. М. Высочанский, В. Ю. Сливка.** Физ. хим. стекла, **30**, № 1 (2004) 20—23
- [5] **И. И. Шпак, И. И. Росола, Р. М. Евич, С. И. Перечинский, Ю. М. Высочанский.** Журн. прикл. спектр., **75**, № 6 (2008) 814—818 [**I. I. Shpak, I. I. Rosola, R. M. Yevych, S. I. Perechinskii, Yu. M. Vysochanskii.** J. Appl. Spectr., **75** (2008) 815—819]
- [6] **M. A. Popescu.** Non-Crystalline Chalcogenides, Dortrecht, Kluwer Academic Publishers (2000)
- [7] **T. Katsujama, M. Matsumura.** Infrared Optical Fibers. The Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics, Bristol and Philadelphia (2002)
- [8] **G. Lucovski, M. Popescu.** Non-Crystalline Materials for Optoelectronics, JNOE Publishers, Bucharest (2004)
- [9] **Г. З. Виноградова.** Стеклообразование и фазовые равновесия в халькогенидных системах, Москва, Наука (1984)
- [10] **А. П. Шпак, В. М. Рубиш.** Стеклообразование и свойства сплавов в халькогенидных системах на основе мышьяка и сурьмы, Киев, ИМФ НАНУ (2006)
- [11] **J. Schroeder, R. Mohr, P. V. Macedo, C. J. Montrose.** J. Am. Ceram. Soc., **56**, N 10 (1973) 510—514
- [12] **N. L. Laberge, P. K. Gupta, P. B. Macedo.** J. Non-Crystal. Sol., **17**, N 1 (1975) 61—70
- [13] **J. Schroeder.** J. Non-Crystal. Sol., **40**, N 1-3 (1980) 295—301
- [14] **M. Shepilov, A. Anan'ev, L. Maksimov, V. Savostyanov, V. Golubkov, P. Onushchenko, V. Anan'yev, A. Onushchenko.** J. Non-Crystal. Sol., **450**, N 1 (2016) 156—163
- [15] **Д. И. Блецкан, И. М. Митровций, И. И. Росола, И. Д. Туриница, В. И. Феделеш.** Укр. физ. журн., **33**, № 3 (1988) 437—441
- [16] **J. C. Phillips.** J. Non-Crystal. Sol., **34**, N 2 (1979) 153—181
- [17] **M. F. Thorpe, D. J. Jacobs, M. V. Chubynsky, J. C. Phillips.** J. Non-Crystal. Sol., **266-269** (2000) 859—866
- [18] **В. П. Захаров, В. С. Герасименко.** Структурные особенности полупроводников в аморфном состоянии, Киев, Наукова думка (1976)
- [19] **Д. И. Блецкан, В. С. Герасименко, В. Н. Кабаций, М. Ю. Сичка.** Материалы IX междунар. конф. “Некристаллические полупроводники-89”, **1**, Ужгород (1989) 76—78
- [20] **Р. Р. Shtets, V. I. Fedeleish, V. M. Kabatsij, I. I. Shpak, A. A. Gorvat.** J. Optoelectron. Advan. Mater., **3**, N 4(2001) 937—940
- [21] **А. П. Шпак, В. П. Иваницкий, В. С. Ковтуненко, Л. Ю. Куницкая, В. М. Рубиш.** Неупорядоченные системы. Ч. I. Особенности структуры халькогенидных стекол и пленок, Киев, ИМФ НАНУ (2009)