

ДИСПЕРСІЯ В СТЕКЛАХ $(As_2S_3)_xI_{1-x}$

І.Й. Росола, М.М. Мальованик

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54

Проведено експериментальні дослідження дисперсії показника заломлення n стекел $(As_2S_3)_xI_{1-x}$, значення яких описані за допомогою п'ятичленного поліному Герцбергера, що дало можливість розрахувати спектральну залежність коефіцієнта дисперсії $dn/d\lambda$ та $d^2n/d\lambda^2$. В короткохвильовій області спектру $dn/d\lambda$ склоподібного As_2S_3 такий же, як і в KRS-5, а з збільшенням концентрації йоду в стеклах розгляданого розрізу значення $dn/d\lambda$ зменшується. Нуль-дисперсія досліджених стекел зсувається у довгохвильову область спектру із збільшенням концентрації йоду.

1. Вступ

У зв'язку з значними успіхами технології створення волоконних світловодів (ВС) на основі кварцового скла з малим оптичним поглинанням (0,2 дБ/км) для ближньої інфрачервоної (ІЧ) області спектру все більшу увагу дослідників привертають матеріали, область прозорості яких простягається як можна далі в середню частину ІЧ діапазону. Серед таких матеріалів перспективними являються стекла $(As_2S_3)_xI_{1-x}$, які на відміну від оксидних матеріалів на діаграмі Аббе мають більші значення показника заломлення поряд з низькими значеннями коефіцієнта дисперсії.

При проходженні імпульсних сигналів по волоконному світловоду змінюється як амплітуда сигналів, так і їх форма, оскільки швидкість поширення світла даної довжини хвилі залежить від показника заломлення середовища, в якому воно розповсюджується. Для зменшення спотворення імпульсу оптичного сигналу волоконні світловоди слід використовувати у тій спектральній області, де дисперсія матеріалу стекел наближається до нульового значення.

2. Синтез стекел і методика дослідження

Халькогенідні стекла, що були використані в наших дослідженнях, відносяться до сімейства стекел системи $As-S-I$. Сиро-

винні матеріали завантажували у кварцові ампули і запаювали під вакуумом 10^{-4} Тор. Ампули повільно нагрівали до температури 1130 К і гомогенізували склад на протязі декількох годин. Потім ампули охолоджували до температури 970 К і загартували на повітрі до кімнатної температури. Всі зразки відпалювали з метою усунення залишкової напруги, яка виникає в результаті загартування. Перед вимірюванням зразки полірували.

Показник заломлення n досліджували при кімнатній температурі методом призми [1]. Заломлюючий кут призми визначали на гоніометрі ГС-1,5 з точністю до 2". Величина показника заломлення розраховувалася за формулою [2]:

$$n = \frac{\sin(\varphi + \delta)}{\sin\varphi}, \quad (1)$$

де δ – кут відхилення променя, який пройшов через призму, φ – кут призми. Оскільки використовувався метод нормального падіння, то величина кута призми не перевищувала $\arcsin(0.8/n)$. Точність визначення показника заломлення була не гірше $\pm 0,001$.

3. Експериментальні результати

Виходячи з виразу дійсної частини діелектричної сталі $\epsilon_1(\nu)$, а значить і показника заломлення $n(\nu)$ в спектральній області прозорості, яка задається

дисперсій-ним рівнянням Крамерса-Кроніга:

$$\varepsilon_1(\nu) - 1 = n^2(\nu) - 1 = \frac{2}{\pi} P \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\nu_0 \varepsilon_2(\nu_0)}{\nu_0^2 - \nu^2} d\nu_0, \nu < \nu_0 \quad (2)$$

та використовуючи теорію збурень, Уемплом та Ді-Доменіком було одержано вираз [3]:

$$\varepsilon_1(\nu) = 1 + \nu_p \sum_n \frac{f_n}{\nu_n^2 - \nu^2}, \quad (3)$$

де P – головна частина інтеграла по Коші; $\varepsilon_2(\nu)$ – уявна частина електронної діелектричної сталості; ν – частота вимірювання; ν_0 – власна частота коливань осциляторів; ν_1 – порогова частота; $\nu_p = 4\pi n_p e^2/m$ – частота плазми валентних електронів; e і m – заряд та маса електрона; f_n – сила електронного дипольного осцилятора, яка від-повідає переходу при частоті ν_n . Сумування по всім осциляторам з частотами ν_n може бути замінено з достатньою точністю для $\nu < \nu_0$ (в області прозорості стекел) виділенням першого осцилятора з найбільшою силою $f_1 / (\nu_1^2 - \nu^2)$ та доданків, що залишилися. Комбінуючи ці вклади з першим доданком та зберігаючи члени порядку ν^2 , можна дістати в наближенні для двоосциляторної моделі [3,4]:

$$n^2 - 1 = \frac{F}{E_0^2 - E^2} - \frac{E_1^2}{E^2} = \frac{E_d \cdot E_0}{E_0^2 - E^2} - \frac{E_1^2}{E^2}, \quad (4)$$

де F – сила електронного осцилятора, E_0 – енергія власних коливань електронного осцилятора, E_d – дисперсійна енергія ($E_d = F/E_0$), E – енергія, що відповідає тій частоті, на якій вимірюється показник заломлення, E_1^2 – сила фононного осцилятора. Можна припустити, що E_0 приблизно відповідає піку в $\varepsilon_2(\hbar\nu)$ і може бути ідентифікована з середньою енергією переходів із валентної зони в стани зони провідності. Перший доданок в рівнянні (4) – вклад електронів у показник заломлення, другий – вклад решітки. Саме від’ємний решітчатий вклад викликає нуль-дисперсію матеріалу. Сила електрон-

ного осцилятора F і сила решітчатого осцилятора E_1^2 можуть бути знайдені з перших принципів, зв’язаних з структурою і хімічними особливостями матеріалу [4].

На рис.1 приведено експериментальні результати дослідження дисперсії показника заломлення стекел $(As_2S_3)_{xI_{1-x}}$. Із його аналізу слідує, що найбільше значення показника заломлення на фіксованій довжині хвилі спостерігається у склоподібному As_2S_3 . При збільшенні концентрації йоду в стеклах розглядуваного розрізу значення n зменшується. У всій області прозорості стекел спостерігається нормальний хід дисперсії показника заломлення. У короткохвильовій області різке зростання n обумовлено високоенергетичним краєм власного поглинання.

Сили осциляторів F і E_1^2 не зв’язані з яким-небудь певним резонансом в матеріалі, а являються середніми значеннями електронних резонансів і решітчатого резонансу відповідно. Єдиний асимптотичний доданок для решітчатого вкладу в рівнянні (4) справедливий для частот, набагато вищих, ніж фундаментальні частоти фонону. Щоб одержати значення показника заломлення із представлення Зельмайера при низьких частотах, необхідно мати більше, ніж один решітчатий доданок.

Значення E_d , E_1 , E_0 знайдені шляхом розкладу рівняння (4) на два лінійних співвідношення. Для решітчатого вкладу, $E < E_0$, рівняння (4) може бути записане як:

$$n^2 - 1 = \frac{E_d}{E_0} - \frac{E_1^2}{E^2} \quad (5)$$

Графічне зображення $n^2 - 1$ від $1/E^2$ дає пряму лінію (рис.2), тангенс нахилу якої відповідає E_1^2 , а точка перетину прямої з віссю ординат - E_d/E_0 . Для електронного вкладу рівняння (4) може бути представлено як:

$$\left[(n^2 - 1) + \frac{E_1^2}{E^2} \right]^{-1} = \frac{E_0}{E_d} - \frac{E^2}{E_d \cdot E_0}, \quad (6)$$

Графічне зображення $[(n^2 - 1) + E_i^2/E^2]^{-1}$ від E^2 також дає пряму лінію, тангенс нахилу якої відповідає значенню $1/(E_d E_0)$, а точка перетину з віссю ординат – E_0/E_d (рис.3). Значення E_d , E_0 , E_i приведені в таблиці. Використовуючи ці енергетичні параметри, Уемпл [3,4] одержав вираз для нуль-дисперсії матеріалу:

$$\lambda_0 = 1.63 \left[\frac{E_d}{E_0^3 \cdot E_i^2} \right]^{1/4}, \text{ мкм.} \quad (7)$$

Як показують результати розрахунків, значення нуль-дисперсії для стекол $(As_2S_3)_xI_{1-x}$ при збільшенні концентрації йоду зміщується в довгохвильову область спектру.

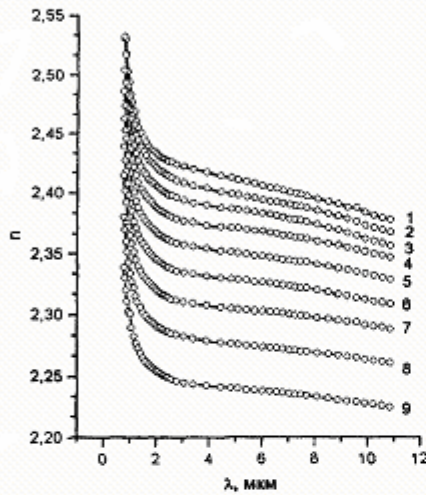


Рис.1. Дисперсія показника заломлення стекол $(As_2S_3)_xI_{1-x}$: 1- $x=1.00$, 2- $x=0.99$, 3- $x=0.97$, 4- $x=0.95$, 5- $x=0.93$, 6- $x=0.91$, 7- $x=0.88$, 8- $x=0.85$, 9- $x=0.80$.

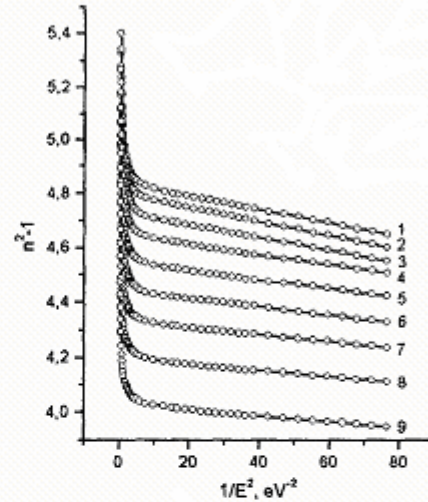


Рис.2. Залежність (n^2-1) від $1/E^2$ стекол $(As_2S_3)_xI_{1-x}$ (номера кривих відповідають позначенням рис.1).

Таблиця. Усереднена енергія власних коливань електронних осциляторів E_0 ; дисперсійна енергія E_d ; енергія фононного осцилятора E_i ; нуль-дисперсія матеріалу λ_0 стекол $(As_2S_3)_xI_{1-x}$.

Склад	$E_0, \text{ eV}$	$E_d, \text{ eV}$	$E_i, \text{ eV}$	$\lambda_0, \text{ мкм}$
As_2S_3	5.38	23.51	0.051	4.51
$(As_2S_3)_{0.99}I_{0.01}$	5.26	23.40	0.050	4.60
$(As_2S_3)_{0.97}I_{0.03}$	5.13	23.26	0.049	4.71
$(As_2S_3)_{0.95}I_{0.05}$	5.06	23.01	0.043	5.08
$(As_2S_3)_{0.93}I_{0.07}$	4.99	22.72	0.041	5.25
$(As_2S_3)_{0.91}I_{0.09}$	4.95	22.46	0.039	5.43
$(As_2S_3)_{0.88}I_{0.12}$	4.91	22.21	0.035	5.75
$(As_2S_3)_{0.85}I_{0.15}$	4.88	22.11	0.034	5.82
$(As_2S_3)_{0.80}I_{0.20}$	4.86	21.69	0.033	5.96

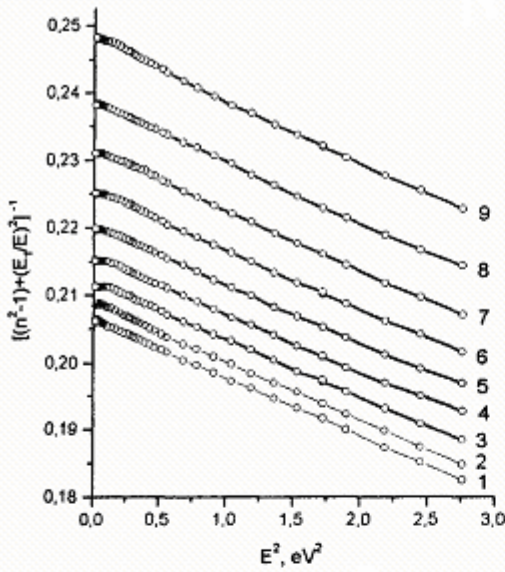


Рис.3. Залежність $[(n^2-1)+(E_1/E)^2]^{-1}$ від E^2 стекол $(As_2S_3)_{xI_{1-x}}$ (номера кривих відповідають позначенням рис.1).

Як було вище сказано, при проходженні імпульсних сигналів по оптичному волокну змінюється не тільки амплітуда імпульсів, але і форма – імпульси розширюються, оскільки швидкість розповсюдження певної довжини хвилі залежить від показника заломлення n . Розширення імпульсів випромінювання залежить від другої похідної показника заломлення, за допомогою якої можна визначити дисперсію матеріалу M [5]:

$$M = -\frac{L}{c} \cdot \lambda \cdot \frac{dn^2}{d\lambda^2}, \quad (8)$$

де L – довжина хвилеводу, c – швидкість світла у вакуумі, λ – довжина хвилі. Розширення імпульсу виражається величиною $M \cdot \Delta\lambda$, де $\Delta\lambda$ – спектральна ширина імпульсу оптичного сигналу. Точка, в якій $M=0$, називається нуль-дисперсією матеріалу. Робота багатомодових (одномодових) оптичних волокон на довжині хвилі, яка відповідає нуль-дисперсії матеріалу зводить до мінімуму спотворення сигналу в результаті запізнення і, таким чином, ширину смуги робить максимальною. Максимальна ширина смуги в одномодовому волокну має місце там, де дисперсія матеріалу і хвилеводу зрівноважені.

З метою визначення дисперсії матеріалу від довжини хвилі, експериментальні значення $n(\nu)$ були описані за допомогою п'ятичленного поліному Герцбергера:

$$n = A_1 + \frac{A_2}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)} + \frac{A_3}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2} + A_4 \cdot \lambda^2 + A_5 \cdot \lambda^4 \quad (9)$$

Константи $A_1 - A_5$ поліному були розраховані за допомогою складеної програми з використанням методу найменших квадратів. При підстановці констант $A_1 - A_5$ в формулу (9) розрахункові значення n добре узгоджуються з експериментальними значеннями дисперсії показника заломлення стекол в області їх прозорості. В роботі [6] значення енергії електронного осцилятора для розрахунку $dn/d\lambda$ скло-подібного As_2S_3 за допомогою п'яти-членного поліному Герцбергера (9) взято ідентичним як і для матеріалу KRS-5, оскільки короткохвильові характеристики поглинання і характеристики дисперсії показника заломлення цих матеріалів однакові, хоча довгохвильовий край поглинання і положення нуль-дисперсії відрізняються. Для розрахунку $dn/d\lambda$ значення енергії електронного осцилятора взято із таблиці. Як показують результати розрахунку, в короткохвильовій області коефіцієнт дисперсії склоподібного As_2S_3 такий же, як і в KRS-5 [6], а в довгохвильовій області – набагато більший, що характеризується різними областями прозорості цих матеріалів. Із збільшенням концентрації йоду в стеклах $(As_2S_3)_{xI_{1-x}}$ коефіцієнт дисперсії зменшується (рис.4).

Друга похідна показника заломлення $d^2n/d\lambda^2$ для стекол $(As_2S_3)_{xI_{1-x}}$ була одержана взяттям другої похідної поліному (9). Нуль-дисперсія даних стекол має місце в області 4.8-5.8 мкм, що добре узгоджується з результатами, одержаними по формулі (7).

На рис.5 приведена залежність дисперсії матеріалу M від довжини хвилі випромінювання для стекол $(As_2S_3)_{xI_{1-x}}$. З його аналізу випливає, що дисперсія матеріалу вищевказаних стекол знаходиться

в межах ± 30 пс/(нм-км) для спектральної

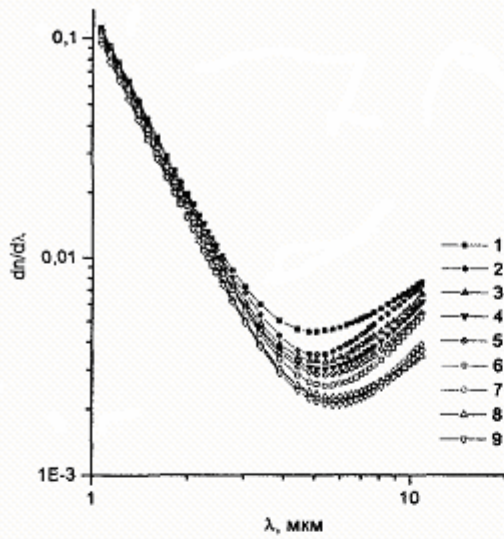


Рис.4. Коефіцієнт дисперсії стекел $(As_2S_3)_xI_{1-x}$: 1- $x=1.00$, 2- $x=0.99$, 3- $x=0.97$, 4- $x=0.95$, 5- $x=0.93$, 6- $x=0.91$, 7- $x=0.88$, 8- $x=0.85$, 9- $x=0.80$.

області 3 – 11 мкм.

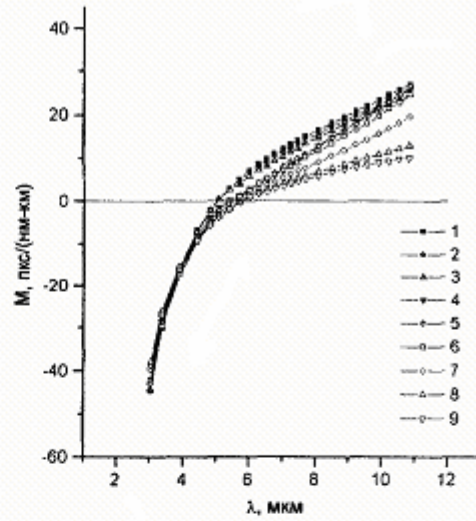


Рис.5. Дисперсія матеріалу стекел $(As_2S_3)_xI_{1-x}$ (номера кривих відповідають позначенням рис.4).

4. Висновки

Проведено експериментальні дослідження дисперсії показника заломлення стекел $(As_2S_3)_xI_{1-x}$, значення яких описано за допомогою п'ятичленного поліному Герц-бергера. Використовуючи одержані коефіцієнти поліному, побудовано залежності дисперсії матеріалу в області прозорості стекел розглядуваного розрізу. Одержано, що дисперсія матеріалу вищевказаних стекел знаходиться в межах ± 30 пс/(нм-км) для спектральної області 3–11 мкм.

1. Пуга П.П., Ковач Д.Ш., Зубань В.А., Борець А.Н. Температурная рефрактометрическая установка на базе оптической делительной головки ОДГ-10 // Метрологическое обеспечение производства и контрольно-измерительная техника. - Ужгород, :НТО, 1984. - С.43 - 47.
2. Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии - Л. :Химия, 1983. - 344 с.
3. Wemple S.H., Di Dominico M. Behaviour of the dielectric constant in covalent and

Використано формальне математичне наближення Зельмайера для визначення нуль-дисперсії (λ_0) стекел $(As_2S_3)_xI_{1-x}$ ($\lambda_0=4.51$ мкм для As_2S_3 і $\lambda_0=5.96$ мкм для $(As_2S_3)_{0.8}I_{0.2}$), що знаходиться в хорошому узгодженні з результатами залежності дисперсії матеріалу M .

Автори виражають подяку професору Кикинеші О.О. за участь в обговоренні статті.

materials // Phys.Rev.B.-1971.-V.3, №4.- P.1338-1352.

4. Wemple S.H. Refractive - index behaviour of amorphous semiconductors and glasses // Phys.Rev.B.-1973.-V.7, №8.-P.3767 - 3777.
5. Klocek P., Colombo L. Index of refraction, dispersion bandgap and light scattering in GeSe and GeSbSe glasses // J.Non-Cryst. Solids.- 1987.-V.93, №1. -P.1-16.
6. Rodney W.S., Malitson I.H., King T.A. Refractive index of arsenic trisulfide // J.Opt. Sol.Am. - 1956. - V.48, №9. - P.633 - 636.

DISPERSION IN $(As_2S_3)_xJ_{1-x}$ GLASSES

I.J. Rosola, M.M. Maljowanik

Uzhgorod National University, 54, Voloshina str., Uzhgorod 88000, Ukraine

An experimental study of the refractive indices n in $(As_2S_3)_xJ_{1-x}$ glasses was performed. Experimental results were fitted by the Herzberger pentanomial which gave a possibility to calculate the $dn/d\lambda$ and $d^2n/d\lambda^2$ values. In the short wave spectral domain the dispersion coefficient $dn/d\lambda$ of the glassy As_2S_3 appears to be the same as in KRS-5, and with increasing the iodine concentration in the glasses the value of $dn/d\lambda$ decreases. The zero-dispersion of the glasses under study is shifted towards the long waves as the iodine concentration increases.



Іван Йосипович Росола – доцент кафедри твердотіЛЬНОї електроніки УжНУ

Народився в 1951 р. Закінчив фізичний факультет УжДУ в 1975 р.
Кандидат фізико-математичних наук з 1985 р.



Михайло Михайлович Мальованик – аспірант кафедри твердотіЛЬНОї електроніки УжНУ

Народився в 1976 р. Закінчив фізичний факультет УжДУ в 1998 р.