

**АКУСТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ  
ХАЛЬКОГЕНІДНИХ СТЕКОЛ**

# ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА НА АКУСТИЧНІЙ ХВИЛІ

Поширення світлових і звукових хвиль в середовищі приводить до його збурення. Одночасне поширення в середовищі світла і звука приводить до взаємного впливу на характер їх поширення – акустичної взаємодії.

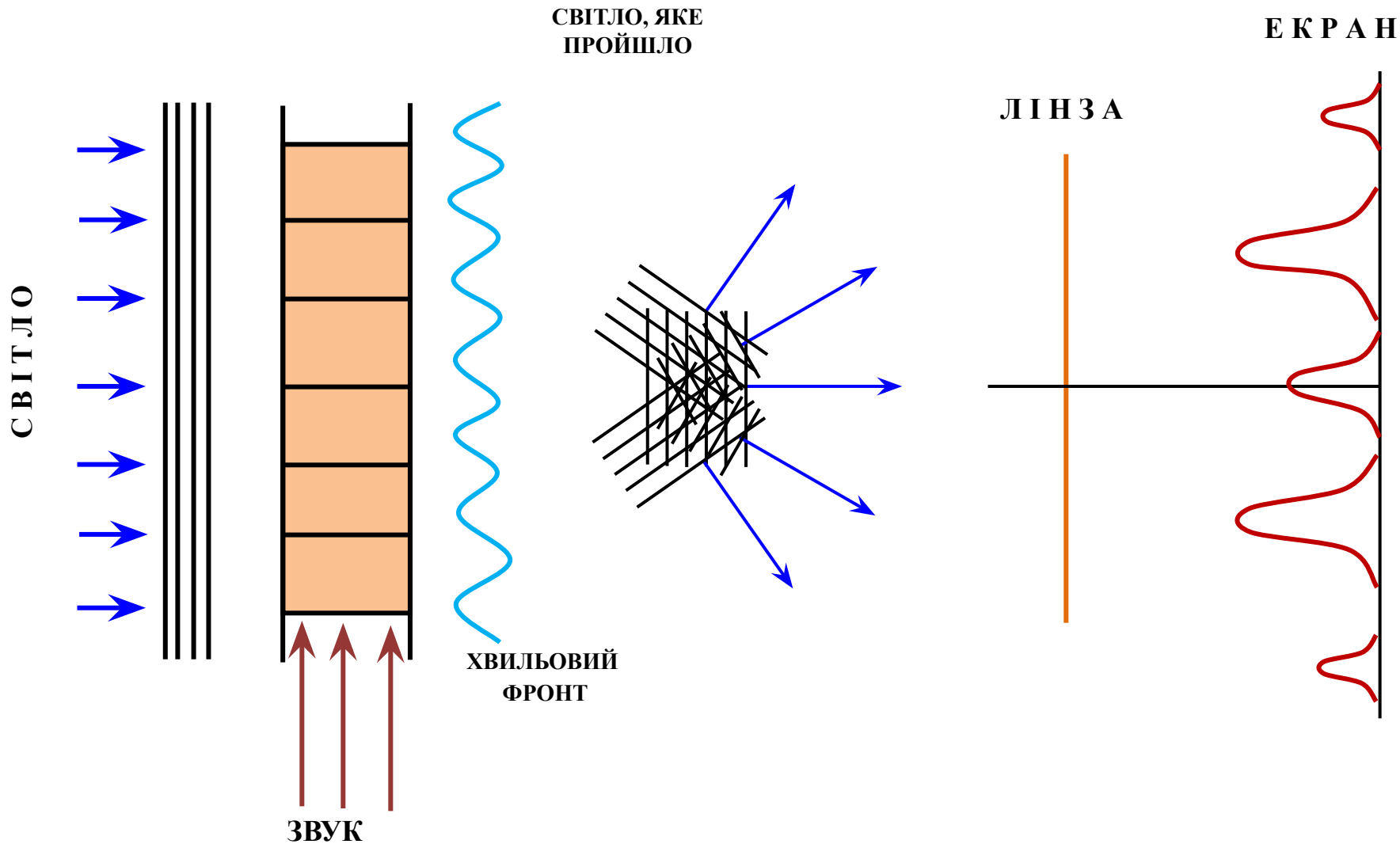
В пружному середовищі ультразвукова хвиля викликає періодичну зміну густини, внаслідок чого в ній виникає структура з періодичними змінами показника заломлення, аналогічна дифракційній ґратці. Ця зміна невелика,  $\sim 10^{-4}$ – $10^{-6}$  при інтенсивності звукової хвилі  $1 \text{ Вт/см}^2$ , але внаслідок об'ємного характеру взаємодії світла з подібною періодичною структурою поширення світлового пучка супроводжується ефектами, аналогічними дифракції світла на дифракційній ґратці. Напряму в просторі, поляризація і інтенсивність дифрагованих пучків світла залежать від параметрів звукового поля (інтенсивності та частоти, товщини звукового стовпа, кута падіння світла на звуковий пучок і т.п.). При спостереженні акустооптичної дифракції пучки відхиленого світла дають на екрані систему освітлених плям, які по аналогії з дифракцією на ґратці називають *дифракційними максимумами*. Дифракційні максимуми, які відповідають світлові, відхиленому в бік поширення звукової хвилі, нумеруються додатними числами, а максимуми, які відповідають світлові, відхиленому в протилежну сторону – від'ємними цілими числами.

**В результаті безпосередньої взаємодії падаючого світла з звуковою хвилею виникають два пучки дифрагованого світла, які відповідають +1-му і – 1-му порядкам дифракції.**

**В залежності від співвідношення між довжинами хвиль звуку  $\Lambda$  і світла  $\lambda$  акустооптична взаємодія може відбуватись по-різному. Розрізняють два типи резонансної дифракції – дифракцію Рамана-Ната і Брегговську дифракцію. *Дифракція Рамана-Ната – це резонансна дифракція на низькочастотному ультразвуці, довжина хвилі  $\Lambda$  якого значно перевищує довжину світлової хвилі  $\lambda$ .***

**Дифракції Рамана-Ната можна дати наглядну і просту інтерпретацію (рис. 1.).**

**Звукова хвиля створює в середовищі періодичну систему шарів з величиною показника заломлення, яка змінюється від шару до шару. Подібна система являє собою фазову решітку. При нормальній падінні світла на таку решітку окремі ділянки фронту світлової хвилі будуть переміщуватися вздовж відповідного шару з своєю фазовою швидкістю і на виході із акустичного пучка будуть мати різні фази. В результаті фронт хвилі перестає бути плоским і стає гофрованим. Хвиля з таким фронтом еквівалентна значному числу плоских хвиль, що поширюються під малими кутами до напрямку падаючого світла.**



**Рис. 1. Дифракція Рамана-Ната.**

При дифракції Рамана-Ната розподіл енергії падаючого випромінювання по дифракційним максимумам симетричний відносно променя світла, який проходить. При малих інтенсивностях ультразвуку відбувається відхилення падаючого випромінювання в перший порядок дифракції. По мірі збільшення інтенсивності звукового потоку виникають промені світла, відхиленого в усі більш високі порядки дифракції, і одночасно зростає доля світла, дифрагованого в перший порядок. Це зростання відбувається до тих пір, до поки не перетвориться в нуль інтенсивність світла, яке проходить. При подальшому зростанні акустичної потужності інтенсивність світла в першому порядку починає зменшуватись. Енергія випромінювання буде частково повертатись в нульовий порядок, знову формуючи промінь світла, яке пройшло, а частково переходить у другий порядок дифракції.

Взагалі інтенсивність як світла, що проходить, так і світла, яке відхиляється в різні порядки дифракції, осцилює при зростанні густини звукового потоку: енергія то приходить в  $m$ -й порядок в результаті дифракції на звуковій хвилі випромінювання, відхиленого в  $m-1$ -й і  $m+1$ -й порядки, то знову виходить із  $m$ -го порядку в сусідні. Амплітуда цих осциляцій із зростанням  $I_{ак}$  зменшується, оскільки енергія падаючого світла розподіляється серед зростаючої кількості дифракційних максимумів.

Дифракція Рамана-Ната спостерігається при розсіюванні світла на звукових хвилях з частотами від декількох десятків мегагерц і нижче. Верхня межа інтервалу ультразвукових частот визначається умовою існування дифракції

Рамана-Ната:

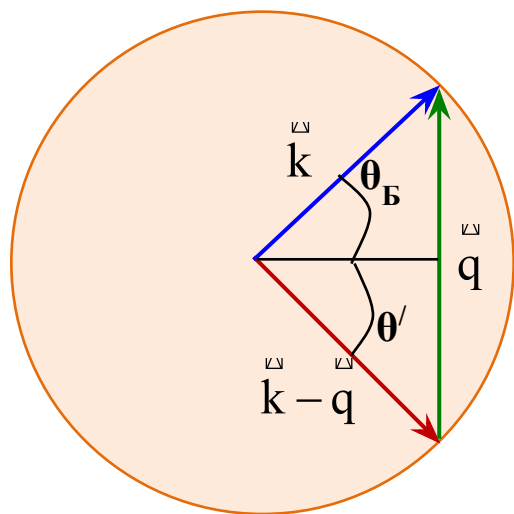
$$f \ll f_{гран} = u_s / \sqrt{l \times L}$$

В області високих акустичних частот – Рамана-Ната змінює другий тип резонансної акустооптичної дифракції – бреггівська дифракція. Для високочастотного звуку, довжина хвилі якого задовольняє умові  $\Lambda^2 < \lambda \cdot L$ , із трикутника хвильових векторів (рис. 2, а) випливає, що резонансна дифракція має місце, коли світло падає на звуковий пучок під певним кутом.

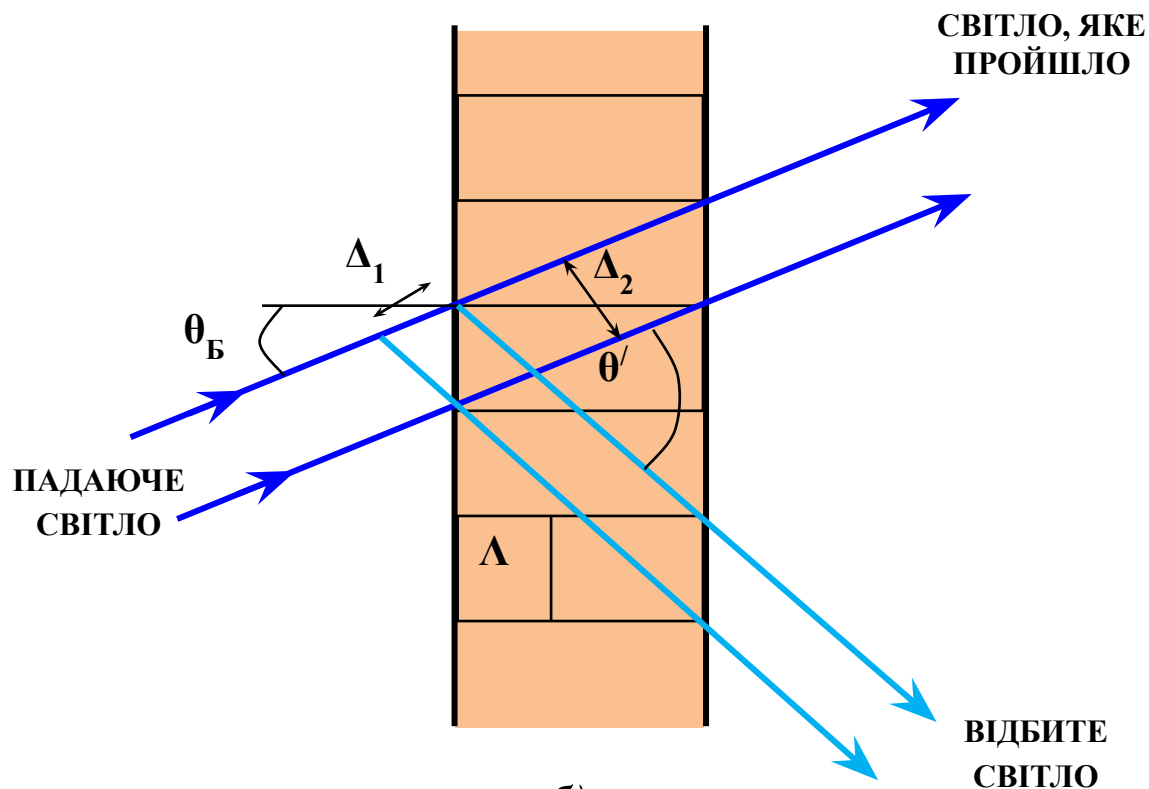
Виходячи з уявлень класичної оптики, бреггівську дифракцію можна розглядати як часткове відбивання світлової хвилі від звукової решітки, як показано на рис. 2,б. Інтерференція світлових хвиль, відбитих від максимумів в звуковій хвилі, визначає інтенсивність дифрагованого випромінювання. Остання максимальна, коли різниця оптичного ходу  $\Delta$  променів, відбитих від сусідніх максимумів деформації середовища, дорівнює довжині світлової хвилі:  $\Delta = 2\Lambda \sin \theta = \lambda$ . Ця умова визначає кут падіння світла на звуковий пучок, при якому виникає резонансна деформація. Це співвідношення аналогічне відомій умові Вульфа-Брегга для спостереження дифракції рентгенівських променів на атомних площинах в кристалах. Інтерференційна картина при відбиванні від звукової решітки виникає тільки у тому випадку, коли пересікаються пучки світла, відбиті від сусідніх максимумів звукової хвилі. Таке пересікання відбувається у тих випадках, коли довжина звукової хвилі мала у порівнянні з поперечним розміром окремого пучка відбитого світла:  $\Lambda < L \cdot \sin \theta_B$ . Звідси випливає уже відома нам умова існування бреггівської дифракції.

Процес акустооптичної взаємодії приводить у випадку бреггівської дифракції до перерозподілу енергії падаючого випромінювання між відхиленим світловим променем та променем, який проходить без відхилення. Інтенсивність дифрагованого світла зростає зі збільшенням звукової інтенсивності  $I_{ак}$  або довжини взаємодії  $L$  до тих пір, поки падаючий світловий потік не виявиться дифрагованим.

## ПОВЕРХНЯ ХВИЛЬОВИХ ВЕКТОРІВ



*a)*



*б)*

**Рис. 2. Дифракція Брегга в ізотропному середовищі.**

## АКУСТООПТИЧНІ МОДУЛЯТОРИ

Принцип дії акустооптичних модулаторів базується на залежності інтенсивності світла, яке пройшло крізь комірку, від амплітуди пружної хвилі. У відповідності до цього схема модулятора включає генератор ВЧ електричних коливань (1) (рис. 3) і акустооптичний елемент (комірку) (2). Електрооптичні коливання модулюються по амплітуді інформаційним сигналом  $S(t)$ , а потім поступають на п'єзоперетворювач (3). Частота несучих коливань  $f_0$  вибирається рівною центральній частоті перетворювача. В комірці збуджується амплітудно-модульована пружна хвиля на якій дифрагує світловий пучок (4). Режим біжучих світлових хвиль забезпечується поглиначем (5).

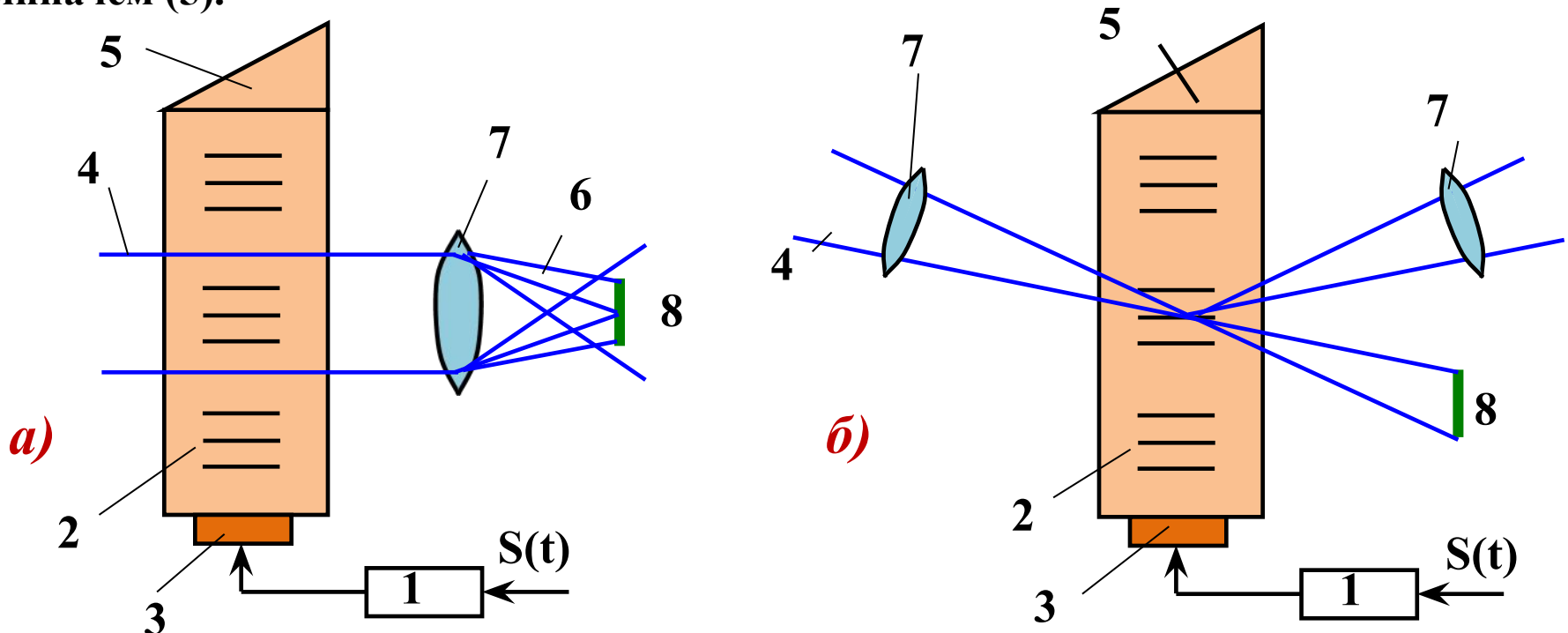


Рис. 3. Принципові схеми модулаторів, які працюють в раман-натівському (а) і брегговському (б) режимах дифракції.



**Дифракція світла на пружних хвилях широко застосовується в різних акустооптичних пристроях (АОП), призначених для модуляції й просторового керування лазерним випромінюванням. При створенні акустичних модуляторів і дефлекторів вирішальним фактором є вибір матеріалу світлозвукопроводу, який володіє певним набором властивостей, від яких залежать якість й ефективність роботи таких пристроїв. Кількісну оцінку потенційних можливостей акустооптичних матеріалів проводять із урахуванням наступних вимог, пропонованих до технічних характеристик модулятора:**

- велике значення коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  матеріалу світлозвукопроводу, який визначає акустооптичну потужність, потрібну для одержання необхідної ефективності дифракції;**
- висока швидкість ультразвуку в середовищі звукопроводу;**
- мале поглинання акустичних хвиль у матеріалі світлозвукопроводу, що дозволяє зберегти без помітних спотворень форму апаратної функції пристрою;**
- висока оптична якість матеріалу світлозвукопроводу, насамперед оптична однорідність, яка забезпечує бажане просторово-частотне розширення (роздільну здатність) модулятора;**
- досить великий коефіцієнт електромеханічного зв'язку матеріалу пьезоперетворювача, який забезпечує можливість одержати широку смугу пропускання модулятора при ефективному електричному узгодженні його входу.**
- доступність і стабільність матеріалу в технологічному, конструктивному й експлуатаційному відношеннях.**

Дифракційні модулятори поділяються на дві групи: рама-натовські (або модулятори Дебая-Сірса) і брегговські. Раман-натовські модулятори працюють на частотах ультразвуку, які не перевищують 10 МГц і використовують раман-натовський режим дифракції. При зміні амплітуди пружної хвилі модулюється інтенсивність усіх максимумів. Якщо робочими максимумами є бокові (6), то у фокальній площині вихідної лінзи (7) розміщується екран (8), який затримує непродифраговане світло (рис. 3, а). Використовується й інша схема модулятора, де через отвір в екрані пропускається нульовий дифракційний максимум, який є робочим, а інші – затримуються. Недоліком цієї схеми є невисокий контраст модуляції. Контрастом модуляції, або коефіцієнтом екстинції акустооптичного модулятора, називається максимальне значення відношення інтенсивностей світла в робочому максимумі при наявності і відсутності акустичного сигналу в комірці.

Загальним недоліком раман-натовських модуляторів є неширока смуга модуляції  $\Delta f$ . Бажання збільшити  $\Delta f$  автоматично приводить до брегговського режиму дифракції. Відмінна особливість схеми брегговського модулятора полягає лише в тому, що кут падіння вибирається рівним куту Брегга (рис. 3, б). В якості робочих можна використати максимуми як першого, так і нульового порядків. Однак слід врахувати, що в першому випадку інтенсивність світла змінюється синфазно з амплітудою пружної хвилі, а в другому – модуляцією має протифазний характер.

# МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Акустичні й акустооптичні вимірювання виконані на однорідних відпалених зразках розміром 10×6×6 мм, вирізаних з об'ємних злитків з наступним тонким шліфуванням і оптичним поліруванням плоскопаралельних торців і двох бічних граней. Дослідження акустооптичних властивостей проводили на довжині хвилі випромінювання He-Ne лазера 0,633 мкм. Швидкості поширення поздовжніх і поперечних ультразвукових хвиль визначали акустооптичним методом шляхом вимірювання частотного інтервалу  $\Delta f$  між сусідніми максимумами дифракційних картин при збудженні ультразвукових хвиль у зразку. Коефіцієнт загасання ультразвуку ( $\alpha_{ак}$ ) визначали методом оптичного зондування.

Для вимірювання коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  використовували метод Діксона-Коена, який дозволяє проводити вимірювання як на поздовжніх, так і на поперечних акустичних хвилях. У цьому методі вимірюють інтенсивність дифрагованого світла в еталонному і досліджуваному зразках при проходженні крізь них акустичного імпульсу в прямому ( $I_1$  і  $I_4$ ) і зворотному ( $I_3$  і  $I_5$ ), після відбивання від вільної грані, напрямках, а коефіцієнт акустооптичної якості розраховують по формулі:

$$M_{2zp} = M_{2em} \frac{I_4 \times I_5}{I_1 \times I_3}^{1/2}. \quad (1)$$

В якості еталонного зразка використовували плавлений кварц, коефіцієнт акустооптичної якості якого відомий (табл. 1).

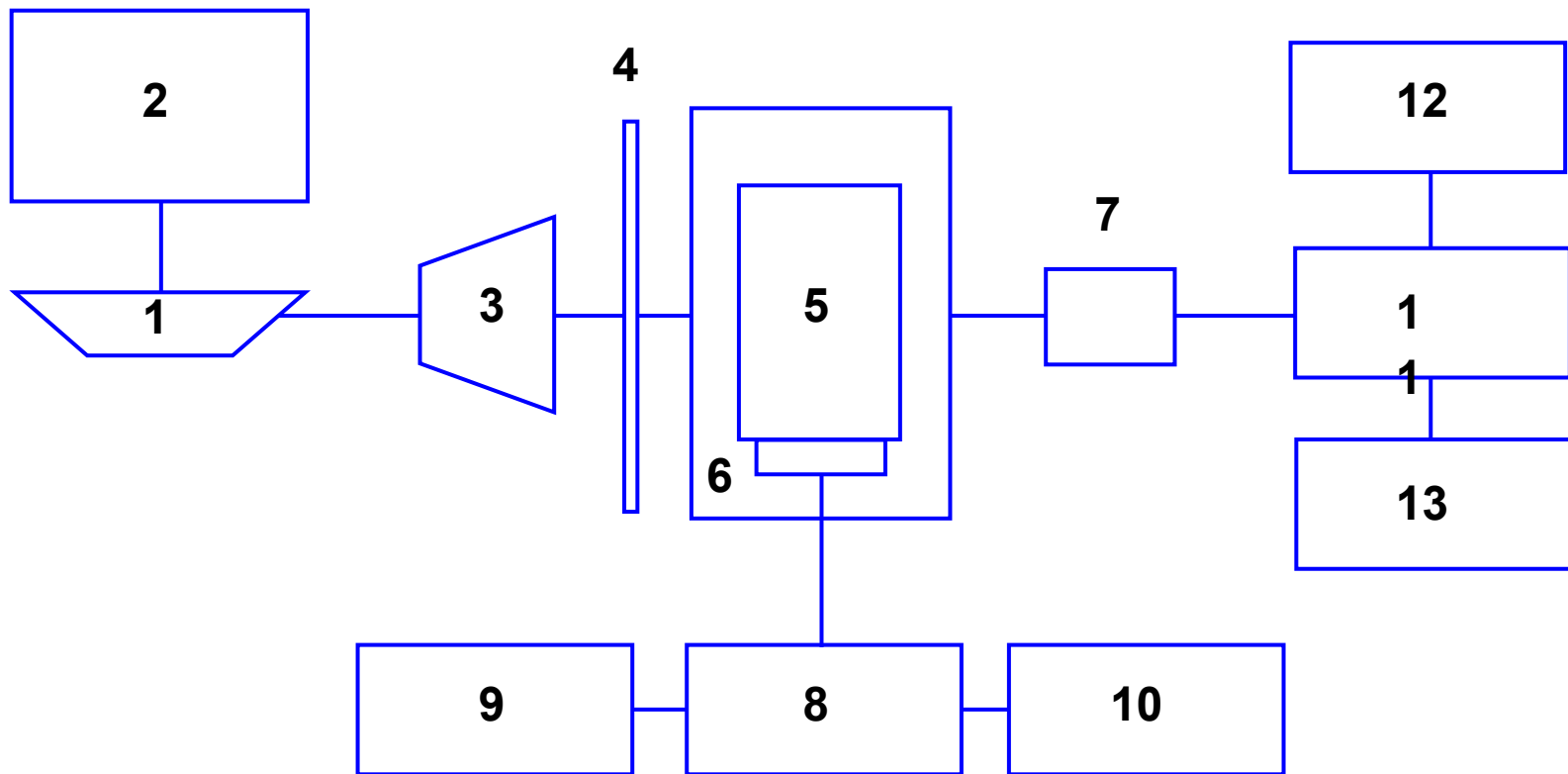


Рис. .4 Блок-схема установки для дослідження акустооптичних властивостей стекол:

1 - лазер ЛГ-75,

3 – телескоп,

5 – зразок,

7 – нейтральні фільтри,

9 – імпульсний генератор Г5-15,

10 – частотомір ЧЗ-34А,

12 - Блок живлення 5ЕЛ ВС-22,

2 – блок живлення до ЛГ-75,

4 – діафрагма,

6 – п'єзоперетворювач,

8 – генератор ВЧ коливань ГЗ-19А,

11 – ТЕП ФЕУ-77,

13 - осцилограф СІ-71.

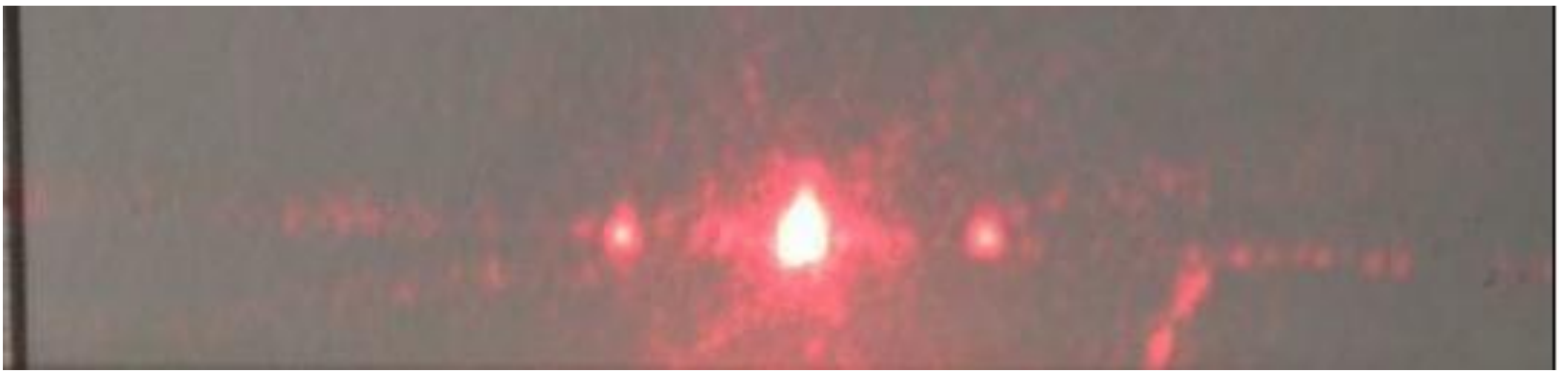


Рис. 5. Дифракційна картина для скла  $As_2S_3$ .

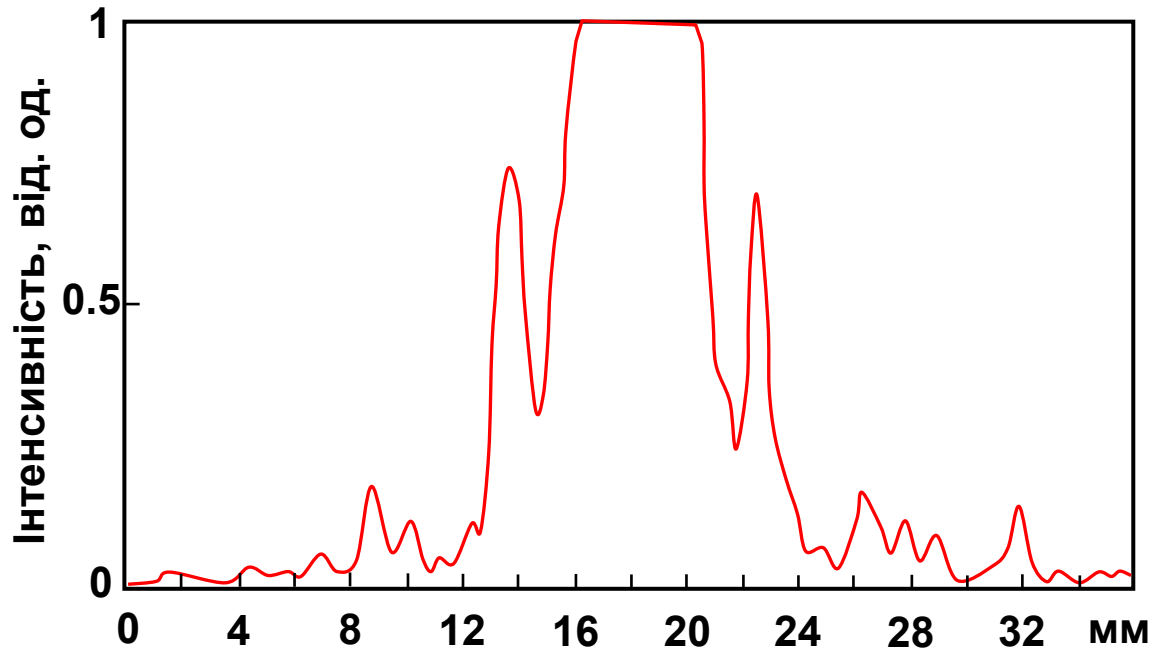


Рис. 6. Дифракційна картина лазерного випромінювання довжиною 0,63 мкм на ультразвукових стоячих хвилях з частотою 24 МГц для скла  $As_2S_3$ .

Акустооптична комірка представляла собою світлозвукопровід з халькогенідного скла прямокутної форми, торцева грань якого приклеювалася до еталонного зразка із кварцу з перетворювачем. При створенні акустооптичного пристрою важливу роль відіграє п'єзоелектричний перетворювач і спосіб його кріплення до акустичного середовища. П'єзоелектричним перетворювачем служили монокристалічні пластини з ніобату літію  $\text{LiNb}_3$   $36^\circ\text{Y}$ -зрізу для збудження поздовжніх звукових хвиль і  $163^\circ\text{Y}$ -зрізу – для поперечних хвиль. Джерелом електричної потужності служив генератор ГЗ-44. При низьких робочих частотах (менше 120 МГц) для кріплення п'єзоперетворювача до досліджуваного зразка використовували епоксидну смолу, акустичний імпеданс якої підвищували шляхом введення до її складу порошкоподібних наповнювачів з алюмінію і вольфраму. Для компенсації ємнісної реактивної провідності перетворювача і узгодження його еквівалентного опору із внутрішнім опором генератора використовували резонансний контур.

# АКУСТИЧНІ ТА АКУСТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СТЕКОЛ

Основним параметром акустооптичного матеріалу є коефіцієнт акустооптичної якості  $M_2$ , що характеризує внутрішню ефективність дифракції незалежно від геометрії взаємодії:

$$M_2 = n^6 p_{ij}^2 / \rho u^3, \quad (2)$$

де  $n$  – показник заломлення,  $p_{ij}$  – пружнооптична константа,  $\rho$  – густина,  $u$  – швидкість звукової хвилі,  $i$  – індекс поляризації світла,  $j$  – індекс деформації в матричному представленні (у випадку скла  $i, j = 1, 2, 4$ ).

Як видно із співвідношення (2), для створення акустооптичних модуляторів найбільш перспективними є матеріали з великим показником заломлення і малою швидкістю звуку, що характерно для стекол  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$ . З табл. 1 видно, що для більшості складів стекол  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$  коефіцієнт акустооптичної якості  $M_2$  перевищує цей параметр плавленого кварцу приблизно на два порядки величини. Причиною тому, як раз і є той факт, що в стеклах великий показник заломлення поєднується з меншою швидкістю ультразвукових хвиль, у порівнянні з цими ж параметрами плавленого кварцу.

В акустооптичних пристроях крім досягнення певної ефективності дифракції, необхідно забезпечити її існування в деякій смузі частот  $\Delta f$ . З урахуванням смуги частот  $\Delta f$  ефективність дифракції визначається іншим параметром якості:

$$M_1 = n^7 p^2 / \rho u, \quad (3)$$

який об'єднує основні вимоги, які ставляться до властивостей матеріалів для акустооптичних пристроїв.

Нарешті, існує ще третє визначення коефіцієнта акустооптичної якості, запропоноване Діксоном:

$$M_3 = n^7 \rho^2 / \rho u \quad (4)$$

З виразів (2)–(4) випливає, що значення  $M_1$ ,  $M_2$  і  $M_3$  максимальні в матеріалів, які мають високі показники заломлення та пружнооптичні коефіцієнти, а також малі значення густини і швидкості ультразвуку.

Важливим параметром акустооптичного матеріалу є швидкість поширення ультразвукової хвилі, значення якої дозволяє визначити фотопружні і акустооптичні властивості халькогенідних стекол. Для оцінки можливості використання халькогенідних стекол в якості матеріалу світлозвукпроводу АО-комірок, крім швидкості ультразвуку, необхідно знати й інші параметри, які визначають коефіцієнти акустооптичної якості матеріалу  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$ . У табл. 1. наведені значення густини ( $\rho$ ), показника заломлення ( $n$ ), швидкостей поширення поздовжньої ( $u_L$ ) і поперечної (сдвигової) ( $u_S$ ) ультразвукових хвиль, пружнооптичних коефіцієнтів ( $\rho_{11}$ ,  $\rho_{12}$ ), які дозволили розрахувати за допомогою формул (3, 4) значення  $M_1$ ,  $M_3$  та інші акустооптичні параметри халькогенідних стекол.

За вимірними значеннями коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  для двох різних напрямків вектора поляризації  $\mathbf{E}$  світлової хвилі паралельно ( $M_{2\parallel}$ ) і перпендикулярно ( $M_{2\perp}$ ) до напрямку поширення ультразвуку, також визначені пружнооптичні коефіцієнти  $\rho_{11}$  і  $\rho_{12}$ , значення яких наведені в табл. 1.



**Таблиця 1. Акустооптичні властивості стекел  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$  і параметри**

Склад	Плавлений кварц	модулятора				
		$\text{Ge}_{34}\text{S}_{66}$	$\text{Ge}_{33}\text{S}_{67}$	$\text{Ge}_{30}\text{S}_{70}$	$\text{Ge}_{25}\text{S}_{75}$	$\text{Ge}_{17}\text{S}_{83}$
Область прозорості, мкм	0.2–4.5	0.4–11	0.4–11	0.4–11	0.4–11	0.4–11
$\lambda$ , мкм	0.633	0.633	0.633	0.633	0.633	0.633
$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	2.20	2.790	2.750	2.680	2.570	2.390
n	1.457	2.16	2.11	2.14	2.12	2.01
$u_L$ , м/с	5960	2714	2728	2537	2467	2314
$u_S$ , м/с	3760	1774	1516	1441	1362	1278
$M_{111} \cdot 10^8$ , м <sup>2</sup> с/кг	8.05	193	135	167	146	70
$M_{211} \cdot 10^{15}$ , с <sup>3</sup> /кг	1.56	117	88	114	113	65
$M_{311} \cdot 10^{11}$ , м <sup>2</sup> с/кг	1.35	70	49	64	62	55
$p_{11}$	0.121	0.260	0.226	0.246	0.226	0.167
$p_{12}$	0.270	0.257	0.219	0.239	0.220	0.166
$p_{44}$	-0.075	0.002	0.004	0.004	0.003	0.001
$\alpha_{ак}$ , дБ/см (f = 100 МГц)		2.41	1.48	2.15	2.32	2.5
$\tau$ , нс		74	74	79	81	86
$\Delta f_m$ , МГц		10.2	10.2	9.5	9.3	8.7
$f_0$ , МГц		83	84	78	76	71
$\eta \Delta f_m$ , 10 <sup>3</sup> МГц · Вт <sup>-1</sup>		6.14	4.54	5.49	5.29	2.71

**Таблиця 2. Акустооптичні властивості кварцу та деяких халькогенідних стекол**

Склад	$u_L, \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	$u_S, \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	$\rho_{11}$	$\rho_{12}$	$M_2, 10^{-15} \text{с}^3 \cdot \text{кг}^{-1}$	$M_3 \cdot 10^{11}, \text{с}^3 / \text{кг}$	L, мм	d, мкм	$P_A, \text{Вт}$	$\rho_A, \text{мкВт} / (\text{МГц} \cdot \%)$
Плавлений кварц	5960		0,121	0,270	1,56	1,35	1,36	35	0,63	630
$\text{As}_2\text{S}_3$	2600		0,277	0,272	433	293	0.48	15	0.0029	2.9
$\text{As}_2\text{Se}_3$	2250				1090	710	0.2	15	0.022	22
$\text{Ge}_{36}\text{S}_{64}$	2709±10	1706±20				92	2.80	32	0.009	9
$\text{Ge}_{34}\text{S}_{66}$	2764±10	1774±20	0,14	0,27	126	74	2.89	33	0.011	11
$\text{Ge}_{33}\text{S}_{67}$	2778±10	1784±20	0,16	0,27	110	57	1.63	33	0.015	15
$\text{Ge}_{30}\text{S}_{70}$	2613±10	1646±20	0,16	0,27	96	66	2.13	31	0.013	13
$\text{Ge}_{25}\text{S}_{75}$	2380±10	1449±20	0,15	0,27	106	66	2.30	30	0.013	13
$\text{Ge}_{17}\text{S}_{83}$	2351±10	1481±30	0,18	0,27	94	24	0.98	29	0.035	35

Найбільш чутливою характеристикою до якості матеріалу світлозвукопроводу є частотна залежність коефіцієнта акустичного поглинання. Результати вимірювань загасання поздовжніх ультразвукових хвиль методом оптичного зондування в частотному діапазоні від 30 до 120 МГц у стеклах  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$  при кімнатній температурі наведені на рис. 2. У цьому частотному діапазоні характерно невелике загасання ультразвуку, яке залежить від складу стекел  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$ . Для склоподібного  $\text{GeS}_2$  і стекел, збагачених сіркою, коефіцієнт акустичного поглинання зростає зі збільшенням частоти, і описується залежністю  $\alpha_{\text{ак}} = \alpha_0 \cdot f^m$ , де показник степені  $m$ , знаходиться в інтервалі  $1 < m < 2$ . Аналізуючи наявні літературні дані коефіцієнта акустичного поглинання для бінарних і потрійних халькогенідних стекел в залежності від їх структури ближнього порядку, автори прийшли до висновку, що найменші значення  $\alpha_{\text{ак}}$  мають стекла, структура яких формується тригональними й тетраедричними структурними одиницями. Структура стехіометричного склоподібного  $\text{GeS}_2$  сформована винятково тетраедрами  $[\text{GeS}_4]$ , ув'язаними в ланцюжки, і дійсно це скло характеризується найменшим значенням  $\alpha_{\text{ак}} = 1.48$  дБ/см. Для порівняння вкажемо, що для склоподібного  $\text{As}_2\text{S}_3$  із тригональною структурою ближнього порядку  $\alpha_{\text{ак}} = 4.7$  дБ/см, що у три рази перевищує цей параметр склоподібного дисульфїду германію. Порушення стехіометрії стекел стосовно стехіометричного складу  $\text{GeS}_2$  вбік надлишку германію супроводжується утворенням крім тетраедричних  $[\text{GeS}_4]$  ще й октаедричних  $[\text{GeS}_6]$  структурних одиниць, що приводить до росту  $\alpha_{\text{ак}}$ . Аналогічне збільшення коефіцієнта акустичного поглинання спостерігається також при порушенні стехіометрії убік надлишку сірки, що також пов'язане зі зміною структури ближнього порядку стекел. Введення надстехіометричної сірки приводить до появи в структурній сітці стекел восьмиатомних кілець сірки ( $\text{S}_8$ ).

Критерієм, який визначає режим роботи АОП є параметр:

$$Q = 2\pi \frac{\lambda \cdot L}{\Lambda^2}$$

де  $L$  – довжина взаємодії світла з акустичним пучком. При низьких частотах переважає режим Рамана-Ната, а при – бреггівської дифракції.

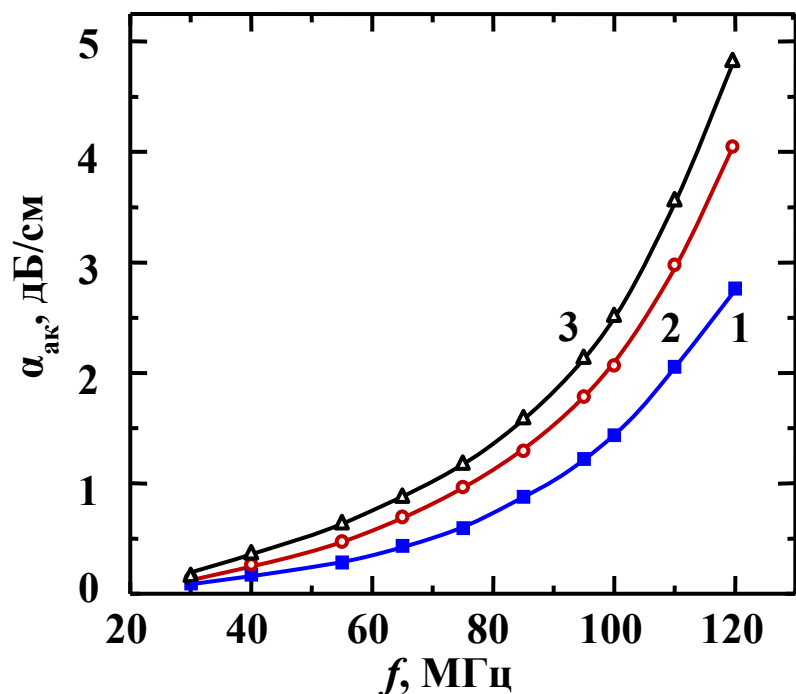


Рис. 7. Частотні залежності коефіцієнта акустичного поглинання стекол  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$ ,  $x$ : 1 – 33; 2 – 30; 3 – 17.

Для стекол  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$  значення безрозмірного параметра  $Q$  при довжині взаємодії  $L = 6-9$  мм і центральній робочій частоті  $f_0 = 80$  МГц знаходиться у межах 2.8–3.4. Таким чином, створені на базі стекол  $\text{Ge}_x\text{S}_{100-x}$  акустооптичні пристрої, здатні працювати у режимі близькому до бреггівської дифракції.

Крім смуги модуляції  $\Delta f$ , іншим важливим параметром модулятора є споживана електрична потужність  $P_{ел}$  і керуюча акустична потужність  $P_{ак}$ , які визначають ефективність модуляції. Ефективність акустооптичної взаємодії реалізується при виконанні умови фазового синхронізму і визначається відношенням інтенсивності продифрагованого світла  $I$  до інтенсивності падаючого  $I_0$  ( $\eta = I/I_0$ ) на комірку монохроматичного випромінювання довжини хвилі  $\lambda$ , яка відповідає умові Брегга. Ефективність залежить від потужності акустичної хвилі, розмірів області акустичної взаємодії, а також від коефіцієнта акустооптичної якості  $M_2$  середовища, у якому ця взаємодія відбувається. Залежність ефективності акустооптичної дифракції світла на поздовжній УЗ хвилі в стеклах  $Ge_xS_{100-x}$  від потужності ВЧ електричного сигналу, який подається на пьезоперетворювач акустооптичної комірки, наведена на рис. 8. **Із цього рисунка видно, що залежно від складу стекла, для досягнення того самого значення ефективності дифракції, потрібно різна електрична потужність. Так, для скла складу  $Ge_{34}S_{66}$  при електричній потужності  $P_{ел} = 40$  мВт ефективність дифракції досягає значення  $\eta = 40$  %. Зі збільшенням молярної долі сірки в складі стекел  $Ge_xS_{100-x}$  для досягнення цього ж значення  $\eta = 40$  % потрібно вже більша  $P_{ел}$ .**

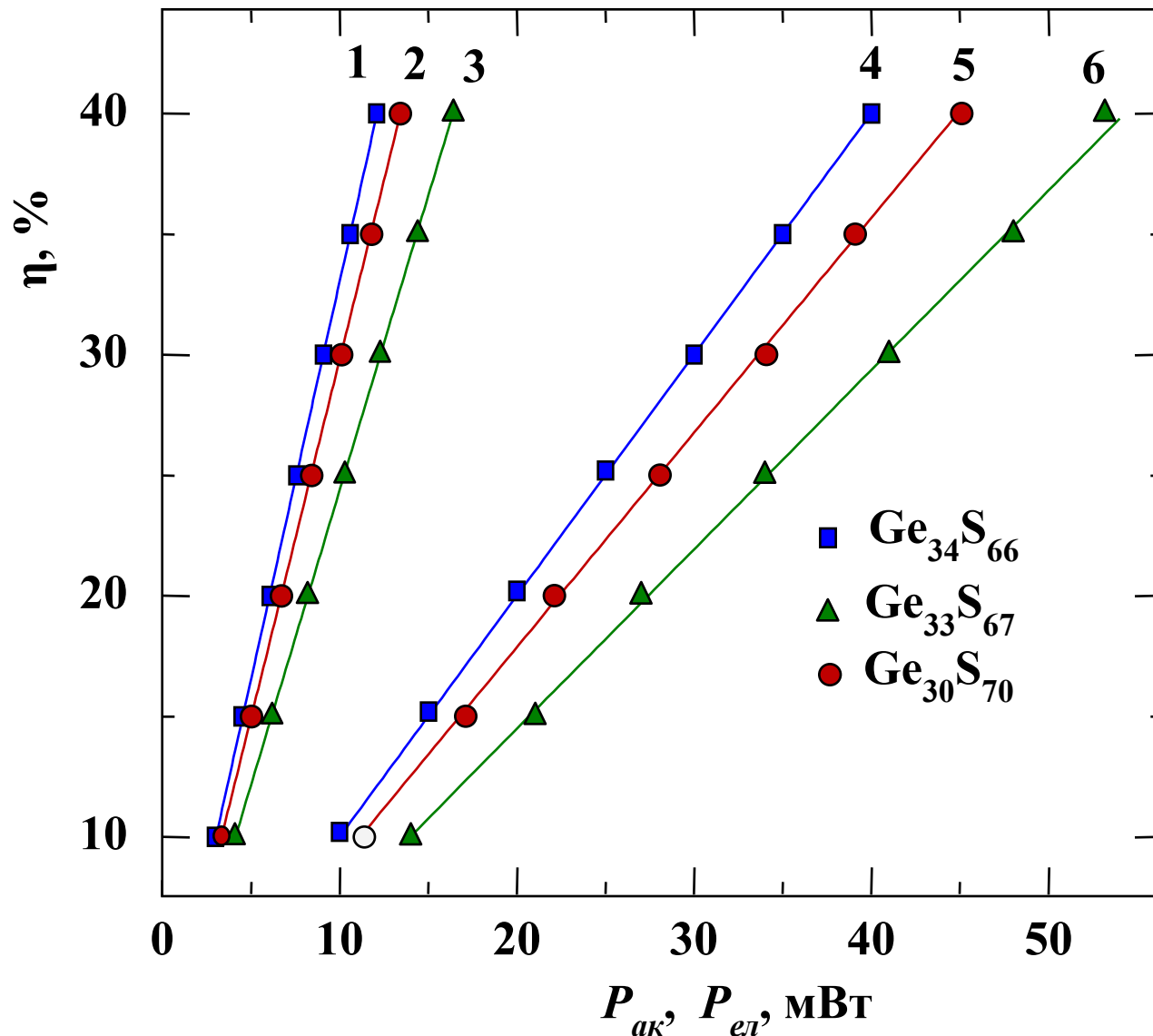
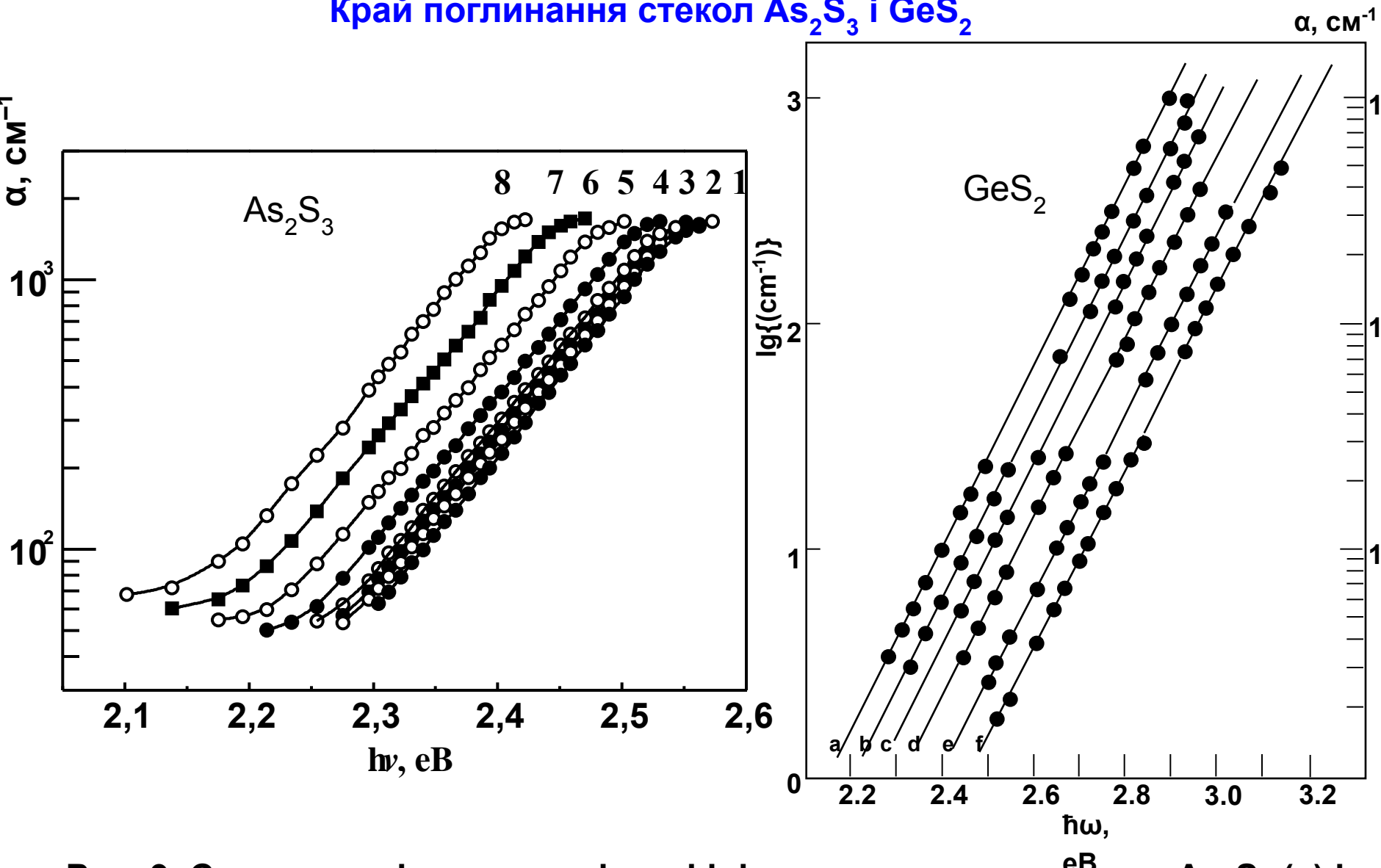


Рис. 8. Залежність ефективності акустооптичної дифракції світла на поздовжній УЗ хвилі в стеклах  $Ge_xS_{100-x}$  від потужності керованого ВЧ електричного (4–6) і акустичного (1–3) сигналів.

# Край поглинання стекел $\text{As}_2\text{S}_3$ і $\text{GeS}_2$



**Рис. 9.** Спектральні залежності коефіцієнта поглинання стекел  $\text{As}_2\text{S}_3$  (а) і  $\text{GeS}_2$  (б).  $T$ , К: 1 – 77, 2 – 85, 3 – 100, 4 – 120, 5 – 150, 6 – 200, 7 – 250, 8 – 300; а – 411, б – 380, с – 345, d – 293, e – 200, f – 100.





**Таблиця 2. Акустооптичні властивості кварцу та деяких халькогенідних стекол**

Склад	$\lambda$ , мкм	$M_3 \cdot 10^{11}$ , $\text{с}^3/\text{кг}$	L, мм	d, мкм	$P_A$ , Вт	$\rho_A$ , мкВт/(МГц*%)
Плавлений кварц	0,63	1,35	1,36	35	0,63	630
$\text{As}_2\text{S}_3$	0.63	293	0.48	15	0.0029	2.9
$\text{As}_2\text{Se}_3$	1.15	710	0.2	15	0.022	22
$\text{Ge}_{36}\text{S}_{64}$	0.63	92	2.80	32	0.009	9
$\text{Ge}_{34}\text{S}_{66}$	0.63	74	2.89	33	0.011	11
$\text{Ge}_{33}\text{S}_{67}$	0.63	57	1.63	33	0.015	15
$\text{Ge}_{30}\text{S}_{70}$	0.63	66	2.13	31	0.013	13
$\text{Ge}_{25}\text{S}_{75}$	0.63	66	2.30	30	0.013	13
$\text{Ge}_{17}\text{S}_{83}$	0.63	24	0.98	29	0.035	35

