

**Міністерство освіти і науки України**  
**Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна**  
**Фізичний факультет**  
**Кафедра фізичної оптики**

«Допущено до захисту»  
Зав. кафедри фізичної оптики проф.  
С.І. Тарапов \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ 2024 р.

Оцінка «\_\_\_\_\_»  
Голова ЕК  
проф. З.З. Зиман \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ 2024 р.

Белова Анна Олександрівна

**Про порогову поведінку конвективних  
потоків при автоколиваннях теплової лінзи**

Кваліфікаційна робота на здобуття  
освітнього ступеня  
«Бакалавр» за спеціальністю  
104 – «фізика та астрономія»  
освітньо-професійна програма  
«фізика»



Науковий керівник – старший  
викладач кафедри фізичної оптики  
Лимар В.І.



**Харків 2024**

## АНОТАЦІЯ

Белова А.О. Про порогову поведінку конвективних потоків при автоколиваннях теплової лінзи - Рукопис.

Дипломна робота на здобуття освітньо-кваліфікаційного рівня “Бакалавр” за спеціальністю 104 – «фізика та астрономія». - Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2024.- 51 с. - Табл. 2. Іл. 18.

Основною метою даної роботи є побудова математичної моделі типу «акумуляція-скидання» для фотоіндукованих автоколивань у приповерхневому конвективному потоці рідини під дією лазерного випромінювання.

Завдання роботи: вивчити наявний масив джерел інформації стосовно даної теми; дослідити експериментально послідовність і взаємозв'язок фізичних процесів та подій, які спостерігаються при фотоіндукованих автоколиваннях у приповерхневому конвективному потоці рідини під дією лазерного випромінювання; запропонувати просту і наглядну модель фізичного явища, яке вивчається, та його взаємозв'язок з явищем нестійкості поверхні рідини до збурення достатньо великого масштабу.

Проведені дослідження явища фотоіндукованих автоколивань у приповерхневому конвективному потоці рідини під дією лазерного випромінювання та виконані розрахунки дали можливість реалізувати вказані вище завдання та досягти поставленої мети.

Перспективність даної роботи вбачаю у подальшому дослідженні процесів самоорганізації в складних дисипативних системах під дією лазерного випромінювання.

Ключові слова: фотоіндуковані автоколивання, модель типу «акумуляція-скидання», приповерхневий конвективний потік рідини, самодефокусування, тепла лінза, релаксаційні автоколивання.

## ABSTRACT

Belova A.O. Threshold behavior of convective flows at thermal lens oscillations - Manuscript.

Thesis for obtaining the educational and qualification level "Bachelor" in specialty 104 - "physics and astronomy". - Kharkiv: V. N. Karazin KhNU, 2024. - 51 p. - Table 2. Ill. 18.

The main goal of this work is to build a mathematical "accumulate-and-fire" model for photoinduced self-oscillations in the near-surface convective fluid flow under the action of laser radiation.

The task of the work: to study the available array of information sources related to the topic; to investigate experimentally the sequence of events and physical processes relations, which are observed at photoinduced self-oscillations under the influence of laser radiation; to propose a simple mathematical model and its relationship with the phenomenon of fluid surface instability at large-scale perturbations.

The executed studies of photoinduced self-oscillations phenomenon made it possible to implement the tasks and achieve the goals mentioned above.

I see the prospects of this work in the further study of self-organization processes in complex dissipative systems under the influence of laser radiation.

Keywords: photoinduced self-oscillations, "accumulate-and-fire" model, near-surface convective fluid flow, self-defocusing, relaxation oscillations.

## ЗМІСТ

<b>ВСТУП .....</b>	<b>5</b>
<b>РОЗДІЛ I ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД.....</b>	<b>7</b>
1.1 Про загальні властивості рідин та поверхневий натяг поверхні рідини .....	7
1.2 Самодефокусування світла як нелінійно-оптичне явище .....	14
<b>РОЗДІЛ II ОРИГІНАЛЬНА ЧАСТИНА .....</b>	<b>20</b>
2.1 Експериментальне дослідження автоколивань приповерхневого конвективного потоку під дією лазерного випромінювання .....	20
2.2 Енергетичний баланс збурення поверхні рідини при її приповерхневому нагріванні лазерним пучком .....	27
2.3 Застосування математичної моделі «хижак-жертва» для опису релаксаційних автоколивань приповерхневого конвективного потоку .....	32
2.4 Експериментальне дослідження залежності частоти автоколивань теплової лінзи від глибини проходження лазерного пучка.....	39
<b>ВИСНОВКИ .....</b>	<b>44</b>
<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....</b>	<b>45</b>
<b>ДОДАТОК .....</b>	<b>47</b>

## ВСТУП

Протягом останніх десятиліть, у міру подальшого розвитку наукових уявлень і повсюдного технічного прогресу, фізика поступово увійшла в епоху «синергетики» – науки, що вивчає процеси самоорганізації у складних системах в результаті узгодженої когерентної взаємодії їх утворюючих частин. При цьому істотною додатковою вимогою до таких фізичних систем є їх термодинамічна нерівноважність. Реалізувати такий нерівноважний стан найлегше при потужних енергетичних потоках через систему.

З цієї точки зору фізичні ефекти, досліджувані в нелінійній оптиці, є невід'ємним об'єктом вивчення і в синергетиці; як класичний приклад тут можна навести лазер. Поєднання унікальних властивостей лазерного випромінювання – його високих потужності і когерентності – сприяє реалізації в різних фізичних системах умов сильної термодинамічної нерівноважності, і, як наслідок, такі системи демонструють складну поведінку.

Необхідно також відзначити, що іншою областю фізики, де істотними виявляються нелінійні взаємодії, є гідродинаміка. В якості класичного «синергетичного» прикладу можна навести ефект самоорганізованого утворення конвективних вихорів у шарі рідини з інверсним градієнтом температури, званих ще ячейками Бенара [1]. Характерним тут є той факт, що ячейки Бенара проявляють не тільки просту просторову структуру, а й складну часову поведінку у вигляді регулярних і хаотичних автоколивань потоку рідини.

Дана дипломна робота проведена на «перекритті» двох вищевказаних областей – нелінійної оптики та гідродинаміки. З одного боку, в розчині рідкого поглинаючого барвника спостерігається класичний нелінійно-оптичний ефект самовпливу – теплове самодефокусування лазерного променя. З іншого боку, нагрівання опромінюваної області призводить, за

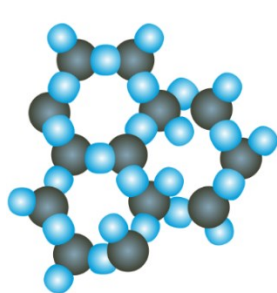
певних умов, до фотоіндукованої конвекції рідини і це спричиняє, у свою чергу, вплив на процес самодефокусування. При цьому в системі можливе виникнення режиму автоколивань, багато в чому схожого з тим, що спостерігається в ячейках Бенара.

## РОЗДІЛ І

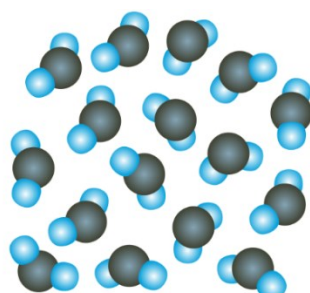
### ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД

#### 1.1 Про загальні властивості рідин та поверхневий натяг поверхні рідини

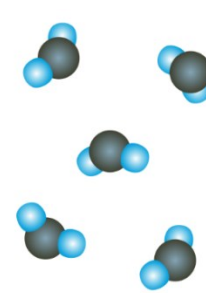
Три агрегатних стани, у яких може перебувати речовина – це газ, рідина та тверде тіло. Вони мають різні, характерні саме для них, властивості. На відміну від газу, молекули рідин знаходяться достатньо близько одна до одної та взаємодіють між собою. Але, через недостатню силу взаємодії, вони можуть майже вільно пересуватися, як і в газах. Тверді тіла, на відміну від газів і рідин, мають упорядковане розташування молекул при їх сильній взаємодії, тому вони не мають можливості безладно змінювати своє становище. Взаємна відмінність у структурі твердого, рідкого та газового станів речовини схематично показана на рис. 1.1 на прикладі структури води в різних агрегатних станах при різних температурах.



**Лід**



**Рідка вода**



**Водяна пара**

Рисунок 1.1 – Відмінність у структурі та характері міжмолекулярної взаємодії у трьох агрегатних станах речовини (на прикладі води)

Рідина – агрегатний стан речовини, проміжний між газоподібним і твердим. Рентгеноструктурний аналіз рідин також підтвердив, що характер розташування частинок рідини є проміжним між газом і твердим тілом. У рідинах спостерігається ближній порядок в розташуванні частинок, тобто їх

впорядковане розташування на відстанях, порівнянних з міжатомними, і взагалі, дуже малі відстані між частинками. Для частинок рідини характерна велика рухливість. Ці чинники обумовлюють те, що рідини (подібно до твердих тіл) мають малу стисливість і легко (на відміну від твердих тіл і подібно до газів) змінюють форму.

Оскільки молекули рідини розміщуються достатньо близько одна до одної, то густина рідини набагато більша за густину газів (відстань між молекулами газу в сотні разів перевищує розміри самих молекул). Кожна молекула рідини протягом деякого часу коливається біля певного положення рівноваги, після чого стрибком переходить в нове положення, віддалене від початкового на відстань порядку міжатомного. Таким чином, молекули рідини поволі переміщуються по всій масі рідини, але дифузія відбувається набагато повільніше, ніж в газах. З підвищенням температури рідини інтенсивність коливального руху різко збільшується, зростає рухливість молекул, що, в свою чергу, є причиною зменшення в'язкості рідини.

Рідинам властивий поверхневий натяг. Він обумовлений тим, що молекули поверхневого шару відчувають дещо іншу силу міжмолекулярної взаємодії, ніж молекули, які знаходяться всередині об'єму рідини. Дійсно, молекула всередині рідини з усіх боків рівномірно оточена іншими молекулами, тому діючі на неї сили в середньому компенсуються. Таким чином, результуюча сила, що діє на молекулу всередині рідини з боку інших молекул, дорівнює нулю. Густина газоподібного середовища над поверхнею рідини значно менша за густину останньої, тому молекула у приповерхневому шарі менше притягується в бік молекул газу і більше – в бік молекул рідини. Отже, рівнодіюча сил, прикладених до кожної молекули поверхневого шару, нулю не дорівнює і направлена всередину рідини (рис. 1.2).

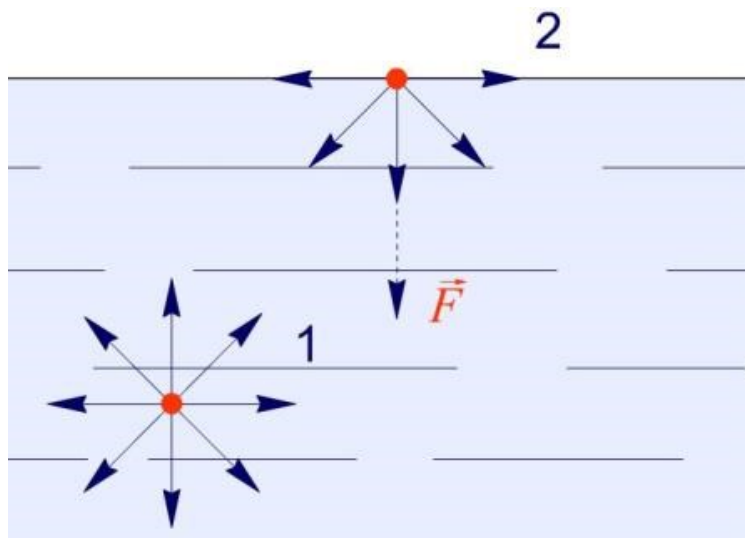


Рисунок 1.2 – Молекулярний механізм «виникнення» поверхневого натягу рідини

При виході на поверхню молекула **2** взаємодіє з молекулами в об'ємі рідини і має «подолати» рівнодіючу  $\vec{F}$  всіх цих сил взаємодії. Середнє значення рівнодіючої сил взаємодії, які діють на віддалену від поверхні молекулу **1** в об'ємі рідини, дорівнює нулю.

Молекули поверхневого шару рідини під дією результуючої сили втягуються всередину рідини, і число молекул, що знаходяться на поверхні, зменшується до тих пір, поки вільна поверхня рідини не виявиться мінімально можливою. Під дією поверхневого натягу рідина (за відсутності інших сил) приймає форму кулі (рис. 1.3); при заданому об'ємі це геометричне тіло має найменшу площу поверхні, а тому і найменшу «поверхневу» енергію. Спостерігаючи найдрібніші крапельки, зважені в повітрі чи, як на рис. 1.3, у вигляді роси, можемо побачити, що вони дійсно мають форму куль, але дещо неідеальних через дію сил земного тяжіння. В умовах невагомості крапля будь-якої рідини (незалежно від її розмірів) має сферичну форму, що доведено в ході експериментів при космічних польотах.



Рисунок 1.3 – Маленька крапля роси має практично ідеальну сферичну форму через дію сил поверхневого натягу води

Сумарна енергія молекул рідини складається з енергії їх хаотичного (теплого) руху і потенціальної енергії, зумовленої силами міжмолекулярної взаємодії. Для переміщення молекули з глибини рідини на поверхню (і, отже, для збільшення площі поверхні на  $\Delta S$ ) треба витратити роботу. Ця робота здійснюється за рахунок кінетичної енергії молекул і йде на збільшення їх потенціальної енергії. Тому молекули на поверхні рідини мають більшу потенціальну енергію, ніж молекули всередині рідини. Ця додаткова енергія, яку мають молекули у приповерхневому шарі рідини, названа поверхневою енергією і є пропорційною величині приросту площі поверхні  $\Delta S$ :

$$\Delta E_p = \sigma \cdot \Delta S, \quad (1.1)$$

де  $\sigma$  – коефіцієнт поверхневого натягу (величина поверхневої потенціальної енергії, яка приходить на одиницю площі поверхні). Одночасно цей коефіцієнт дорівнює силі, яку треба прикласти до кожної одиниці довжини контура  $L$  деякої ділянки  $S$  плоскої поверхні рідини у напрямі вздовж цієї поверхні і перпендикулярно кожному відрізку контура  $\Delta L$ , щоб її повільно розтягнути або хоч би утримати від скорочення (рис. 1.4).

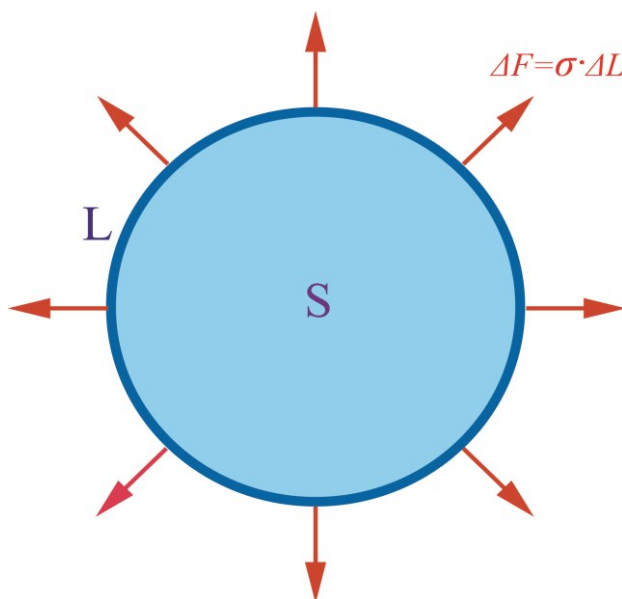


Рисунок 1.4 – Силове визначення коефіцієнта поверхневого натягу поверхні рідини

Для збільшення площі деякої кругової ділянки  $S$  на площині необхідно до кожної одиниці довжини колового контура  $L$  ділянки  $S$  прикласти силу  $\sigma$ .

Поверхневий натяг залежить від домішок, наявних в рідині. Наприклад, наявність у воді найменшої кількості поверхнево-активних речовин (спирт, нафта, тощо) зменшує її коефіцієнт поверхневого натягу. Найбільш відомою поверхнево-активною речовиною по відношенню до води є мило. Деякі речовини (цукор, сіль), навпаки, збільшують коефіцієнт поверхневого натягу. Це пояснюється тим, що їх молекули взаємодіють з молекулами рідини сильніше, ніж молекули рідини між собою. Наприклад, якщо посолити мильний розчин, то у поверхневий шар рідини виштовхується молекул мила більше, ніж у прісній воді. У миловареній техніці мило «висолюється» цим способом з розчину.

Отже, коефіцієнт поверхневого натягу зростає з ростом сили міжмолекулярної взаємодії молекул рідини. З іншого боку, ця сила, очевидно, суттєво залежить від середньої відстані між молекулами в об'ємі рідини, тобто наскільки «тісно» молекули розташовані одна відносно одної, або ж наскільки «пустою» є рідина. Сильніша взаємодія між молекулами означає в середньому ближче розташування молекул, відсутність «пустоти» (отже, більшу густину) і більший коефіцієнт поверхневого натягу.

Таблиця 1 – Значення коефіцієнтів поверхневого натягу  $\sigma$ , густини  $\rho$ , стисливості  $\gamma$  та термічного коефіцієнта об'ємного розширення  $\beta$  для ряду рідин

Рідина	Ефір	Спирт	Ацетон	Бензол	Гас	Вода	Ртуть
$\sigma$ , мН/м	17,1	22,8	23,3	28,9	29,0	72,7	46,5
$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	714	789	790	880	805	998	1355
$\gamma$ , *10 <sup>-11</sup> Па	164	113	112	77	87	52	3,96
$\beta$ , *10 <sup>-4</sup> °C <sup>-1</sup>	16,3	11,8	14,3	10,6	10,0	3,02	1,8

Як деяку міру «пустотності» рідини чи «слабкості» сил міжмолекулярної взаємодії природно розглядати її стисливість  $\gamma$ , яка показує величину відносної зміни  $\Delta V/V$  її об'єму при зміні тиску  $\Delta p$  на одиницю:

$\gamma = \frac{1}{V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta p}$ . Аналогічну роль може виконувати також і термічний коефіцієнт

об'ємного розширення  $\beta = \frac{1}{V} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T}$ . Із наведених даних в таблиці 1 бачимо,

що по мірі росту величин коефіцієнта  $\sigma$  поверхневого натягу та густини  $\rho$  рідин (росту сил міжмолекулярної взаємодії) маємо зменшення їх стисливості  $\gamma$  та їх термічного коефіцієнта об'ємного розширення  $\beta$ .

Очевидно, що ефір, етиловий спирт та ацетон мають найбільші значення стисливості та термічного коефіцієнта об'ємного розширення і найменші значення коефіцієнта поверхневого натягу та густини, а отже, очевидно, найслабшу силу міжмолекулярної взаємодії порівняно з іншими

рідинами. При цьому необхідно звернути увагу на відносну близькість значень вказаних величин для етилового спирту та ацетону. Ефект збудження фотоіндукованих автоколивань у приповерхневому конвективному потоці, який вивчається у моїй роботі, має місце саме у цих двох рідинах.

## 1.2 Самодефокусування світла як нелінійно-оптичне явище

Дві взаємопов'язані властивості лазерного випромінювання – його монохроматичність та направленість – дають можливість отримання високої концентрації енергії світлової хвилі у малій просторовій області. У такому випадку, при проходженні світлової хвилі крізь речовину, з'являються різноманітні нелінійно-оптичні ефекти, коли сама речовина змінює свої властивості (температуру, густину, показник заломлення та інше) під дією світла. У випадку порівняно слабкого впливу лазерної хвилі з вектором напруженості  $\vec{E}$  на навколишнє середовище, вектор поляризації  $\vec{P}$  середовища представляють у вигляді ряду:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot (\kappa_1 \cdot \vec{E} + \kappa_2 \cdot E \cdot \vec{E} + \kappa_3 \cdot E^2 \cdot \vec{E} + \dots), \quad (1.2)$$

де  $\varepsilon_0$  – діелектрична проникність вакууму,  $\kappa_1$  – лінійна сприйнятливості середовища,  $\kappa_2, \kappa_3, \dots$  – нелінійні сприйнятливості середовища другого, третього і т.д. порядків. У цій формулі перший доданок, лінійний, описує добре відомі класичні лінійно-оптичні явища (заломлення, відображення, дисперсія світла і т.п.). Наступні доданки (другий, третій і т.д.), в яких вектор поляризації  $\vec{P}$  залежить від добутків вектора напруженості хвилі  $\vec{E}$ , відповідають за нелінійно-оптичні явища. Для більшості речовин, які зустрічаються у природі, у тому числі рідин, коефіцієнт  $\kappa_2$  дорівнює нулю, і нелінійно-оптичних ефектів другого порядку (параметрична генерація, генерація другої гармоніки) у рідинах, як правило, не спостерігають. Для нас більш важливим є доданок третього порядку, який зумовлює самофокусування та самодефокусування лазерної хвилі, генерацію третьої гармоніки та інші нелінійно-оптичні явища.

Якщо в одній і тій же самій просторовій області середовища є присутніми, наприклад, три «парціальних» лазерних хвилі з напруженостями полів  $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3$ , то для повної напруженості  $\vec{E}$  в (1.2) маємо:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3. \quad (1.3)$$

Тоді нелінійно-оптичний вклад третього порядку в поляризацію  $\vec{P}$  буде містити доданки третього типу  $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_3$ ,  $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ ,  $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_3$  та інші. Кожен з таких доданків породжує відповідну хвилю поляризації  $\vec{P}_4$  всередині середовища, і ця хвиля поляризації, в свою чергу, може перетворитися у «нову» нелінійно-оптичну хвилю з напруженістю поля  $\vec{E}_4$ , якщо при цьому виконуються закони збереження імпульсу та енергії:

$$\vec{k}_4 = \pm \vec{k}_1 \pm \vec{k}_2 \pm \vec{k}_3, \quad (1.4)$$

$$\omega_4 = \pm \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3. \quad (1.5)$$

Тут  $\vec{k}_4$ ,  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$ ,  $\vec{k}_3$  – хвильові вектори нелінійно-оптичної «народженої» хвилі  $\vec{E}_4$  та «парціальних» хвиль  $\vec{E}_1$ ,  $\vec{E}_2$ ,  $\vec{E}_3$ ;  $\omega_4$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  – кругові частоти цих же хвиль. Закон збереження імпульсу (1.4) називається ще умовою фазового синхронізму. В силу того, що енергія та імпульс є взаємопов'язаними величинами, то (1.4) та (1.5) не є незалежними, тому «народження» четвертої хвилі з енергією  $\omega_4(\vec{k}_4)$  відбувається тільки при деяких певних наборах  $\omega_1(\vec{k}_1)$ ,  $\omega_2(\vec{k}_2)$  та  $\omega_3(\vec{k}_3)$ , характерних для даного нелінійно-оптичного явища всередині даного середовища. У сенсі реалізації вищенаведених законів збереження говорять, що це нелінійно-оптичне явище третього порядку можна розглядати як прояв реалізації процесу чотирьохвильової взаємодії.

Нелінійно-оптичні ефекти самодефокусування та самофокусування лазерного пучка зазвичай називають ефектами самовпливу світла. Як нелінійно-оптичні явища третього порядку, їх можна розглядати як процеси виродженої чотирьохвильової взаємодії, коли усі чотири частоти в (1.5) співпадають ( $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \omega$ ), а хвильові вектори  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$ ,  $\vec{k}_3$  та  $\vec{k}_4$  з (1.4) «майже колінеарні». Для самофокусування та самодефокусування

закони збереження (1.4) та (1.5) набувають вигляду:

$$2\vec{k} = \vec{k}_3 + \vec{k}_4, \quad (1.6)$$

$$2\omega = \omega + \omega. \quad (1.7)$$

Рисунок 1.5 ілюструє нам умову (1.6) фазового синхронізму при самофокусуванні чи самодефокусуванні лазерного пучка.

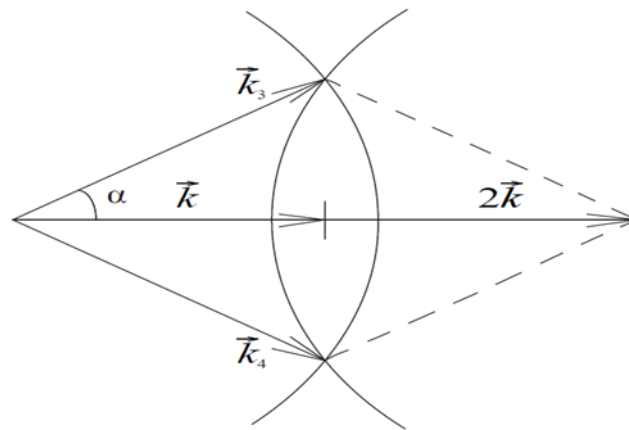


Рисунок 1.5 – Полярна діаграма 4-хвильової взаємодії при самофокусуванні або самодефокусуванні лазерного променя; кут  $\alpha$  при цьому є достатньо малим ( $\alpha \ll 1$ )

Лазерний пучок зазвичай перед входом в нелінійне середовище має розподіл інтенсивності в поперечному перерізі у відповідності з законом Гаусса:

$$I(r) = I_0 \cdot \exp(-2 \cdot r^2 / a^2), \quad (1.8)$$

де  $r$  – відстань від центру лазерного пучка,  $a$  – його ефективний радіус, у нашому експерименті  $a \approx 50$  мкм. Вигляд залежності  $I(r)$  наведено на рис. 1.6. У центрі пучка інтенсивність  $I$  та амплітуда  $E$  світлової хвилі є максимальними і спадають від його центру до периферії (інтенсивність хвилі завжди пропорційна квадрату її амплітуди:  $I \sim E^2$ ).

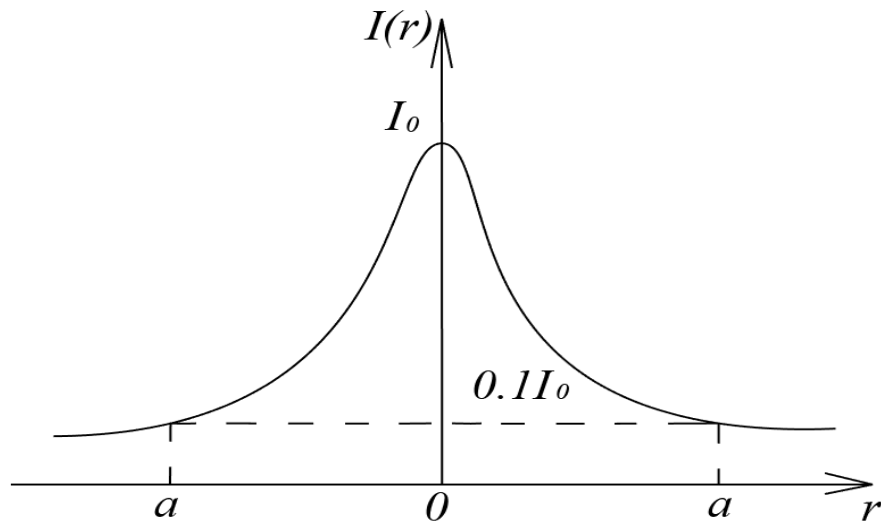


Рисунок 1.6 – Гауссівський розподіл (1.8) для інтенсивності  $I(r)$  світла в поперечному перерізі лазерного пучка;  $r$  – відстань від центру пучка

В моделі миттєвого відгуку речовини його показник заломлення  $n$  залежить від інтенсивності світла  $I$  по закону Керра:

$$n(I) = n \pm n_{нл} \cdot I, \quad (1.9)$$

тут  $n$  – показник заломлення речовини «без світла» (на периферії лазерного пучка);  $n_{нл}$  – «керрівський» коефіцієнт нелінійності, його величина пропорційна значенню  $\kappa_3$  в (1.2); знак «+» відповідає випадку самофокусування, а знак «-» – самодефокусуванню. Згідно (1.8) та (1.9) в центрі пучка показник заломлення підвищений при самофокусуванні та зменшений при самодефокусуванні. Світлові промені завжди відхиляються в бік більшого показника заломлення, тому при самофокусуванні промені лазерного пучка загинаються від периферії до його центру (як у збиральній лінзі), а при самодефокусуванні, навпаки, промені вигинаються від центру пучка до його периферії (як у розсіювальній лінзі). Таким чином, в ролі хвилі накачування, тобто хвилі-джерела енергії, при самофокусуванні виступає «периферійна» хвиля, передача енергії відбувається від периферії пучка до його центру, а при самодефокусуванні – навпаки, передача енергії має місце від центру пучка на його периферію. Повертаючись до рис. 1.5, хвилею

накачування (джерелом енергії) є хвиля з меншим хвильовим вектором  $\vec{k}$ , а хвилі  $\vec{k}_3$  та  $\vec{k}_4$  виникають внаслідок нелінійності та сприяючого перерозподілу енергії пучка від периферії до центру (самофокусування) або від центру до периферії (самодефокусування). По відношенню до виникаючих хвиль джерело енергії, хвиля накачки, є більш швидкою, «надсвітловою» хвилею, а хвилі, які приймають енергію, підсилюються і тому – виникають, є більш повільними «світловими». Тут маємо відповідну аналогію явищ самодефокусування чи самофокусування з відомим у ядерній фізиці ефектом Вавілова-Черенкова. Тому можемо говорити, що в основі нелінійно-оптичних явищ, коли виконується умова фазового синхронізму (1.6), має місце реалізація квазічеренковського ефекту.

У випадку самодефокусування перерозподіл енергії в поперечному перерізі лазерного пучка призводить до характерної «кільцевої» структури в розподілі його інтенсивності після проходження нелінійного середовища (рис. 1.7). Завдяки передачі енергії від центру до периферії маємо достатньо яскраве зовнішнє кільце самодефокусування з послабленою інтенсивністю в центрі променя, на відміну від початкового гауссівського розподілу інтенсивності по формулі (1.8) та відповідного йому рис. 1.6. Додаткові «внутрішні» кільця являються максимумами та мінімумами інтерференції. Коли різниця ходу  $\Delta$  між «периферійними» та «центральною» променями, яка виникає через залежність  $n(I)$  (див. формули (1.8) і (1.9), показник заломлення  $n$  виявляється різним для них), сягає декількох  $m$  довжин хвиль  $\lambda$ ,  $\Delta = m \cdot \lambda$ , інтерференція між «периферійними» та «центральною» променями проявляється в вигляді додаткових «внутрішніх» кілець на картині самодефокусування (рис. 1.7, кількість кілець відповідає кількості  $m$  довжин хвиль). Картина самодефокусування «приплюснута» зверху, тому що через нагрів рідини лазерним світлом її більш легка тепла маса (з меншим показником заломлення) виштовхується нагору, постійно породжуючи конвективний потік рідини, а знизу «підходять» холодніші її маси (з більшим

показником заломлення), і «верхні» промені лазерного пучка відхиляються донизу, в область, де показник заломлення рідини  $\epsilon$ , в цілому, більшим.



Рисунок 1.7 – Характерна «кільцева» структура поперечного розподілу інтенсивності лазерного пучка після проходження 1-мм шару поглинаючої рідини при самодефокусуванні

«Приплюснутість» картини у верхній частині картини зумовлена конвективним потоком рідини через її нагрівання лазерним світлом.

## РОЗДІЛ II

### ОРИГІНАЛЬНА ЧАСТИНА

#### 2.1 Експериментальне дослідження автоколивань приповерхневого конвективного потоку під дією лазерного випромінювання

Як вже було вказано у попередньому розділі, фотоіндуковані релаксаційні автоколивання конвективного потоку спостерігаються як коливальний процес картини самодефокусування від теплової лінзи, наведеної гауссівським лазерним пучком у поглинаючій світло рідині. Експериментальна схема для реалізації вказаних фізичних ефектів показана на рис. 2.1.

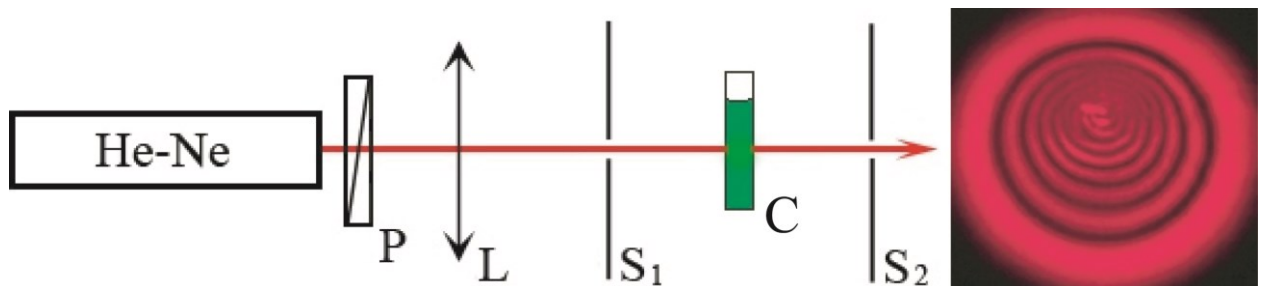


Рисунок 2.1 – Принципова експериментальна схема для спостереження явища теплового самодефокусування лазерного променя у поглинаючій рідині та фотоіндукованих релаксаційних автоколивань конвективного потоку: He-Ne – гелій-неоновий лазер; P – поляризатор; L – збиральна лінза; C – кювета з поглинаючою лазерне світло рідиною; S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> – екрани

На фотовставці наведено картину теплового самодефокусування, що спостерігається на екрані S<sub>2</sub>.

Пучок гелій-неонового лазера (довжина хвилі  $\lambda = 632,8$  нм; потужність  $P \approx 10$  мВт), пройшовши через поляризатор P, збиральну лінзу L (фокусна відстань  $F \sim 11$  см) та отвір в екрані S<sub>1</sub>, фокусується на входній грані кювети C (товщиною  $l = 1,07$  мм) з поглинаючою світло рідиною. При цьому на екрані S<sub>2</sub> спостерігається характерна стаціонарна картина теплового

самодефокусування так, як показано на фотовставці та на рис. 1.7 розділу 1.2, якщо сфокусований лазерний пучок проходить на достатній глибині ( $\geq 3$  мм) від поверхні рідини.

Поглинаючою рідиною в нашому експерименті виступає розчин барвника діамантового зеленого в ацетоні чи етиловому спирті. Описані в роботі ефекти спостерігаються аналогічно для обох вказаних видів розчинників, але, як правило, в ацетоні вони мають більш виразний характер. Цю обставину ми пов'язуємо з його більш високим значенням термічного коефіцієнта теплового розширення  $\beta$  (див. таблицю 1 розділу 1.1). На рис. 2.2 наведено оптичні спектри пропускання  $\tau(\lambda)$  розчину барвника діамантового зеленого при його порівняно високій (синій пунктир) та низькій концентраціях (червоний неперервний) в ацетоні, товщина шару розчину барвника при цьому дорівнює  $l = 1,07$  мм.

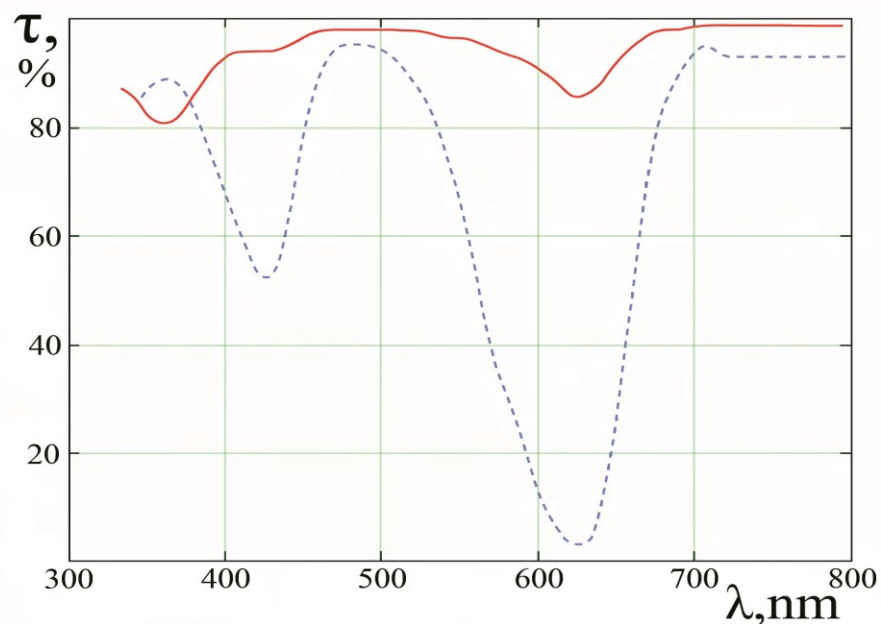
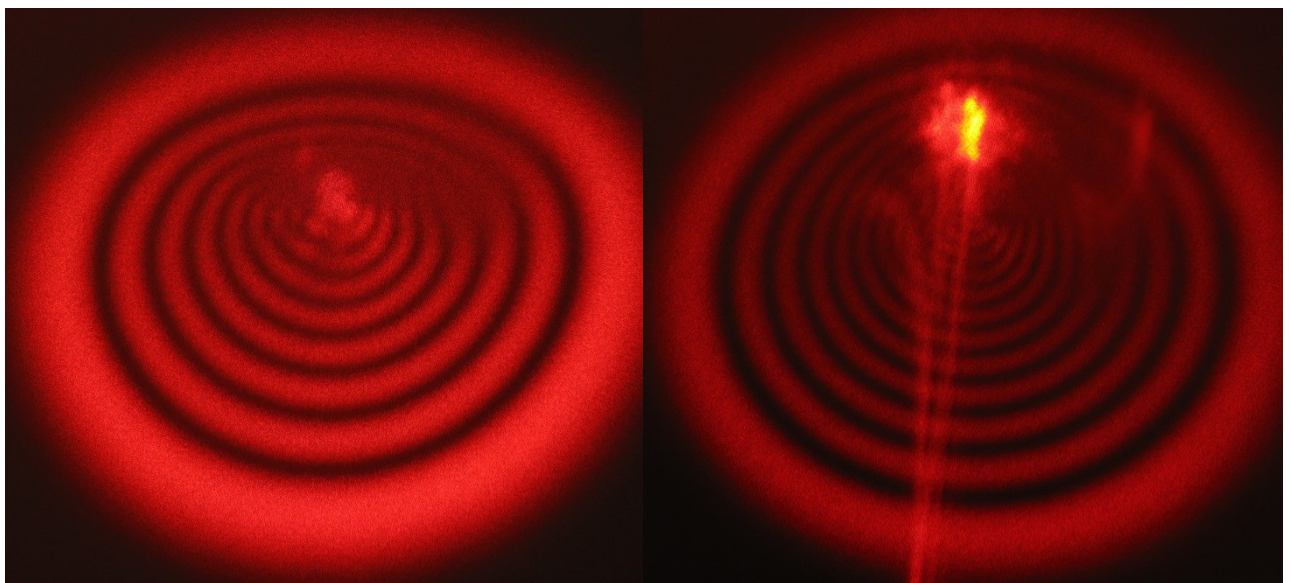


Рисунок 2.2 – Оптичний спектр пропускання розчину барвника діамантового зеленого при високій (синій пунктир) та низькій (червоний неперервний) концентраціях у ацетоні

Оптичні спектри пропускання показують, що незалежно від величини концентрації барвника у розчині лазерне світло з довжиною хвилі  $\lambda = 632,8$  нм відповідає максимуму поглинання, а тому розчин ефективно

розігрівається сфокусованим лазерним пучком He-Ne-лазера, що й породжує у нашому експерименті нелінійно-оптичний ефект теплового самодефокусування в сукупності із нелінійно-гідродинамічним ефектом теплової конвекції.

Якщо зменшити глибину проходження лазерного пучка до приблизно 1-2 мм від поверхні рідини, то, як вже було вказано у попередньому розділі, на екрані  $S_2$  можемо спостерігати періодичні коливання чи, скоріше, пульсації картини самодефокусування від теплової лінзи.



а) вигляд картини самодефокусування в «об'ємі рідини», коли відстань від пучка He-Ne-лазера до поверхні рідини значно більша, ніж радіус теплової лінзи ( $\sim 0.5$  мм); помітний значний вплив конвективного потоку

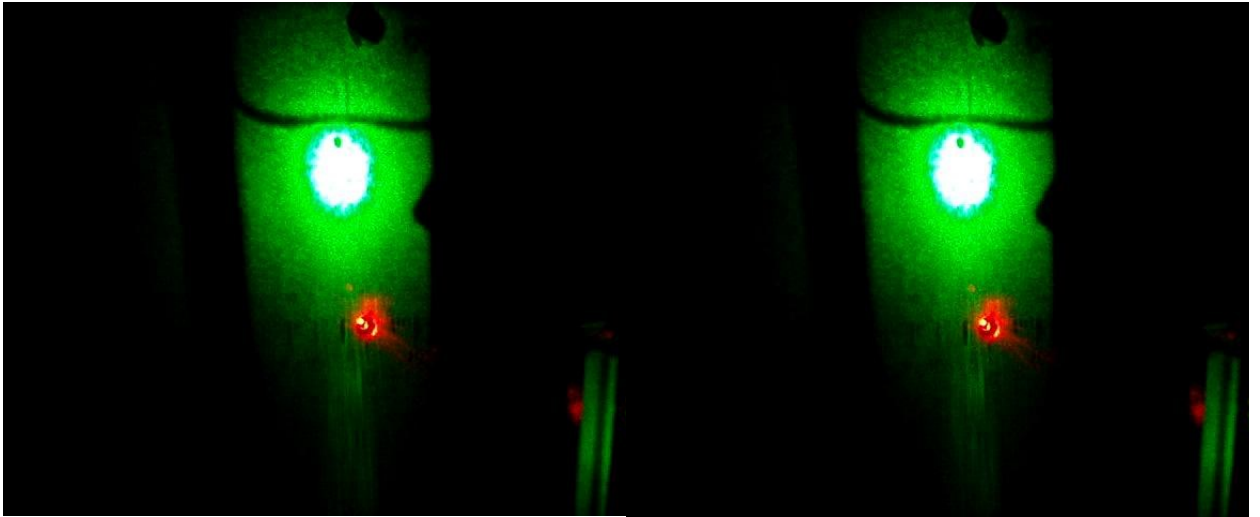
б) вигляд картини самодефокусування у приповерхневому «передконвективному» стані, відстань від пучка He-Ne-лазера до поверхні рідини близька до величини радіуса теплової лінзи ( $\sim 0.5$  мм); конвективний потік відсутній

Рисунок 2.3 – Порівняння картин самодефокусування світла при наявності (а) та відсутності (б) конвективного потоку (на екрані  $S_2$ )

Спочатку картина «завмирає» у вигляді близькому до рис. 2.3(б) на 1-2 секунди (конвекцію «вимкнено»), потім за час близько кількох десятих секунди картина різко деформується приблизно до «звичайного» вигляду

рис. 2.3(а) (конвекцію «ввімкнено»), такого ж, як і на рис. 1.7 чи на фотовставці рис. 2.1. Після цієї короткотривалої конвективної фази картина знову порівняно повільно «повертається» до початкового стану рис. 2.3(б) протягом 1-2 секунд (фаза «завмирання»), а потім знову різко виникає короткотривала конвективна фаза і т.д.

Експериментальну схему рис. 2.1 можна незначно модифікувати, прибравши екран  $S_2$ , і «підсвітити» кювету  $C$  розширеним пучком напівпровідникового «зеленого» лазера з довжиною хвилі  $\lambda = 532$  нм. Оптичний спектр пропускання (рис. 2.2) свідчить про те, що таке зелене світло проходить крізь розчин практично без поглинання, чим, до речі, пояснюється зелений колір і широко відома побутова назва розчину у етиловому спирті («зеленка»). Таке зелене світло практично не впливає на ті теплові процеси, що індукуються червоним світлом He-Ne-лазера, але, у свою чергу, дає можливість спостерігати на екрані  $S_1$ , в його верхній частині, оптично-теплову неоднорідність розчину, «спровоковану» поглинанням червоного світла. При цьому теплова лінза виглядає на екрані  $S_1$  як невелика темна пляма під поверхнею рідини (рис. 2.4).

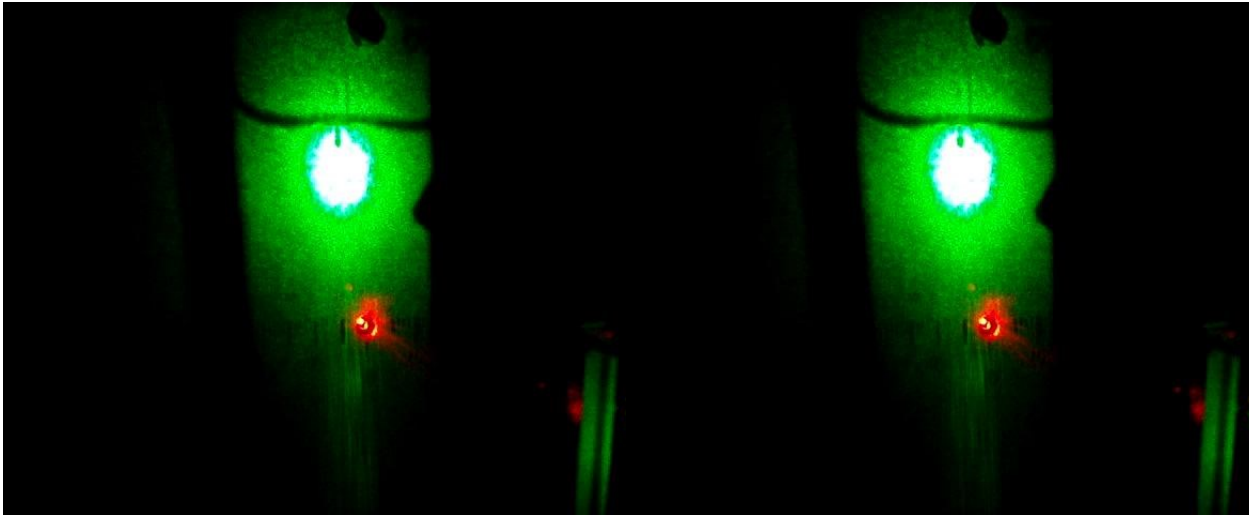


а) початковий етап, опуклості поверхні рідини після «вимкнення» конвективного потоку практично не помітно

б) кінцевий етап, опуклість поверхні рідини більш помітна перед «ввімкненням» конвективного потоку

Рисунок 2.4 – Фаза «завмирання» (відсутності конвекції) у тепловій лінзі на екрані  $S_1$

На екрані  $S_1$  (рис. 2.4), в такті з картиною на екрані  $S_2$  (рис. 2.3 (б)), фазі «завмирання» (відсутності конвекції) відповідає формування незначної опуклості на поверхні рідини над плямою теплової лінзи (протягом цієї фази опуклість поступово зростає). Фото рис. 2.4 (а, б) є спробою проілюструвати початковий та кінцевий етапи росту опуклості на поверхні рідини у фазі відсутності конвективного потоку. Фазу різкого «включення» конвекції ілюструє рис. 2.5 (а,б).



а) етап максимального розвитку конвективного потоку, розмір теплової лінзи мінімальний, поверхня рідини над нею «спрямлена»  
 б) завершальний етап конвективної фази, швидкість конвективного потоку спадає, розмір теплової лінзи збільшується, над нею з'являється незначний опуклий вигин поверхні рідини

Рис. 2.5. Короткотривала конвективна фаза у тепловій лінзі на екрані  $S_1$

На рис. 2.5 (а) помітно темну «доріжку» від теплової лінзи до поверхні рідини, по якій конвективний потік розігрітої лазером рідини піднімається вгору. Одночасно розмір теплової лінзи різко зменшується, а опуклий вигин поверхні рідини, що зростав на тривалій фазі «завмирання»-відсутності конвекції, різко спрямляється. Саме цей етап відповідає максимальній конвективній деформації картини самодефокусування, подібній до картини, що зображена на рис. 2.3 (а). Рис. 2.5 (б) показує завершальний етап короткотривалої конвективної фази, коли конвективний потік вже послаблюється, починає з'являтися ледь помітний опуклий вигин поверхні рідини над тепловою лінзою, її розмір збільшується порівняно з рис. 2.5 (а). На цьому етапі картина самодефокусування (рис. 2.3) «переходить» від максимально деформованої (рис. 2.3 (а)) до «передконвективної», як на рис. 2.3 (б). У зв'язку з цим «передконвективний» вигляд картини самодефокусування на рис. 2.3 (б) можна було б назвати і

«післяконвективним», у чому немає нічого дивного, оскільки ми описуємо періодичний у часі процес.

Необхідно відзначити, що в нашому розпорядженні наявні відеофільми, що демонструють описаний процес еволюції конвективних автоколивань, як по картині теплового самодефокусування (на екрані  $S_2$ ), так і по картині тіньового зображення теплової лінзи на екрані  $S_1$ . Складний нелінійний процес еволюції фотоіндукованих автоколивань конвективного потоку засвідчує значну степінь термодинамічної нерівноважності досліджуваної системи, а тому створення простої моделі явища, яка хоча б на якісному рівні описувала складну поведінку системи, є достатньо актуальним і має доволі високе наукове значення.

## 2.2 Енергетичний баланс збурення поверхні рідини при її приповерхневому нагріванні лазерним пучком

Описана у попередньому розділі картина самодефокусування лазерного пучка спостерігається при його проходженні крізь розчини барвника діамантового зеленого у етиловому спирті чи ацетоні. Фізичними процесами, які забезпечують залежність показника заломлення рідини від поперечного розподілу інтенсивності лазерного пучка (нелінійність третього порядку) є нагрівання рідини і її теплове розширення із встановленням деякого стаціонарного розподілу її температури. Густина рідини зменшується там, де температура вище, а зменшення густини зумовлює відповідне зменшення показника заломлення.

Стаціонарний процес картини самодефокусування (або, як її ще називають у науковій літературі, *теплової лінзи*) спостерігається, поки лазерний промінь проходить крізь рідину на достатній глибині від її поверхні, але може змінитися на коливальний, коли лазерний пучок проходить достатньо близько до поверхні рідини (на глибині не більше кількох міліметрів). Це явище вперше спостерігалось у 1982 р. колективом французьких вчених під керівництвом Ж. Гуесбе [10], і вони назвали його «ефектом оптичного серцебиття». Відтоді цей ефект вивчається у багатьох лабораторіях світу [10, 13], включаючи і Україну [11, 12]. У цих роботах встановлено, що коливальна поведінка теплової лінзи зумовлена коливальною поведінкою конвективного потоку рідини, який у стаціонарному-неколивальному режимі призводить до описаної вище «приплюснутості» картини самодефокусування (див. рис. 1.7 та коментар до нього в кінці розділу 1.2). Очевидно, коли лазерний пучок проходить на «малій» глибині під поверхнею рідини, то ця поверхня стає природною перешкодою для конвективного потоку, що і викликає його «тимчасову зупинку», а потім, після деякого накопичувального періоду – його «короткочасне» включення і, знову, – «тимчасову зупинку».

Виходячи з такого загального опису процесу коливань, природньо віднести їх до відомого широкого класу релаксаційних автоколивальних систем [14]. Такі системи часто називаються осциляторами типу акумуляція – скидання. В кожному циклі коливань є фази повільного (акумуляція) і швидкого (скидання) рухів. На фазі «акумуляція» відбувається зростання в основному потенціальної енергії системи, а після досягнення деякого її порогового значення відбувається скидання накопиченої енергії з використанням позитивного зворотнього зв'язку, який «вмикається» після «порогу». З'ясування природи порогової поведінки потенціальної енергії тотожне досягненню більш глибокого рівня у розумінні фізичного змісту функціонування системи.

Відповідно до [9, 14], розглянемо величину потенціальної енергії  $E_{pot}$ , яка акумулюється-накоплюється при деформації поверхні XY рідини у вигляді опуклості радіусом  $R$  та кутом розхилу  $\alpha$  так, як це показано на рис. 2.6.

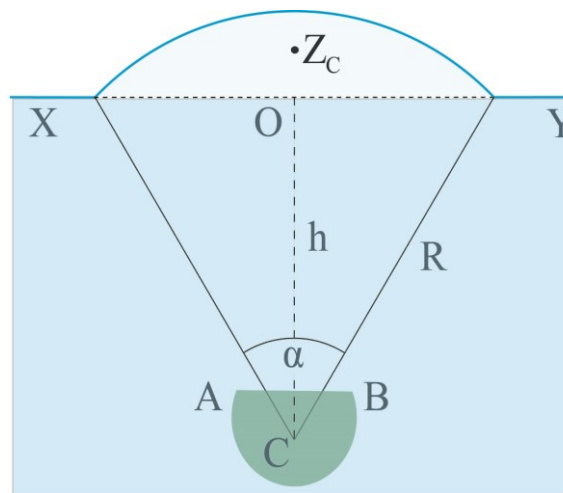


Рисунок 2.6 – Вигляд поверхні XY рідини зі збуренням у вигляді опуклості з кутом розхилу  $\alpha$  та радіусом  $R$

Область ABC на глибині  $h$  – це область теплової лінзи, де лазерний пучок проходить крізь рідину і розігріває її. Точка C є центром кривизни опуклості і одночасно центром лазерного пучка.

Через область **ABC** на глибині  $h$  під поверхнею проходить лазерний пучок і розігріває рідину. Її теплове розширення, в умовах відсутності конвективного потоку на етапі акумуляції, призводить до виникнення опуклості на поверхні за рахунок цього розширення і дії виштовхувальної сили Архімеда на розігріту лазером масу рідини з боку її навколишніх холодних мас. При цьому в системі відбувається накопичення потенціальної енергії за рахунок зростання площі поверхні рідини:

приріст площі

$$\Delta S = \alpha \cdot R \cdot l - 2 \cdot R \cdot l \cdot \sin \frac{\alpha}{2}; \quad (2.1)$$

і відповідний приріст поверхневої енергії

$$\Delta W_{srf} = \sigma \cdot \Delta S = \frac{\sigma \cdot l \cdot h}{\cos \frac{\alpha}{2}} \cdot (\alpha - 2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}). \quad (2.2)$$

Тут  $l$  – товщина системи перпендикулярно площині рис. 2.6 і  $R = h / \cos \frac{\alpha}{2}$ .

Разом з опуклістю поверхні рідини маємо підняття деякої маси  $M$  рідини під нею над рівнем **XY** незбуреної поверхні (ця рідина на рис. 2.6 показана світлішим тоном над точкою **O**, положення її центру мас позначено як **Z<sub>C</sub>**):

$$M = \frac{\rho \cdot l \cdot h^2}{2 \cdot \cos \frac{\alpha}{2}} \cdot (\alpha - \sin \alpha). \quad (2.3)$$

Підняття цієї маси відповідає зменшенню  $\Delta W_{grv}$  гравітаційної потенціальної енергії, бо місце «більш легкої» розігрітої рідини, витісненої під опуклість, займає «більш важка» нерозігріта лазером рідина нижче рівня **XY**. Можемо показати [17], що:

$$\Delta W_{grv} = M \cdot g \cdot Z_C = \frac{\rho \cdot g \cdot l \cdot h^3}{2 \cdot \cos^2 \frac{\alpha}{2}} \cdot \left( \frac{4}{3} \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2} - \alpha + \sin \alpha \right), \quad (2.4)$$

де  $\rho$  – густина рідини;  $g$  – прискорення вільного падіння.

Отже, в результаті отримуємо залежність потенціальної енергії  $E_{pot}(\alpha)$  від величини опуклості  $\alpha$ :

$$E_{pot}(\alpha) = \Delta W_{srf} - \Delta W_{grv} = \frac{l \cdot h}{2 \cdot \cos \frac{\alpha}{2}} \cdot \left[ 2 \cdot \sigma \cdot (\alpha - 2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}) - \frac{\rho \cdot g \cdot h^2}{\cos \frac{\alpha}{2}} \cdot \left( \frac{4}{3} \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2} - \alpha + \sin \alpha \right) \right]. \quad (2.5)$$

Можемо провести розрахунок залежності (2.5)  $E_{pot}(\alpha)$  при заданих значеннях коефіцієнта поверхневого натягу  $\sigma$  і густини  $\rho$  для спирту чи ацетону (див. таблицю 1 розділу 1.1).

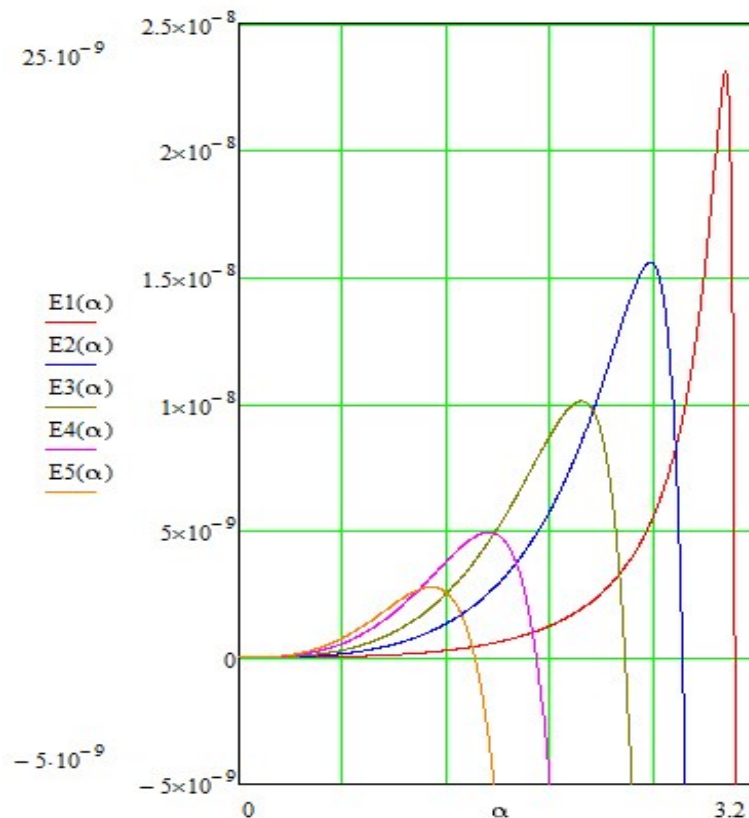


Рисунок 2.7 – Залежність функції потенціальної енергії  $E_{pot}(\alpha)$  (у джоулях) від величини опуклості  $\alpha$  (у радіанах) для різних глибин  $h$  проходження лазерного пучка ( $h = 0.1; 0.5; 1; 2; 3$  мм відповідно для графіків від  $E1(\alpha)$  до  $E5(\alpha)$ )

На рис. 2.7 наведено набір таких залежностей при різних глибинах  $h$  проходження лазерного пучка  $0.1; 0.5; 1; 2; 3$  мм та значеннях  $\sigma = 24$  мН/мм;  $\rho = 790$  кг/м<sup>3</sup>;  $g = 10$  м/с<sup>2</sup>;  $l = 1.07$  мм. Бачимо, що функція

потенціальної енергії  $E_{pot}(\alpha)$  має вигляд кривої із максимумом-бар'єром, висота якого відповідає тому максимальному значенню енергії, яке може «акумулятивуватись-накопитись» при утворенні опуклості на поверхні рідини за даних експериментальних умов (з рис. 2.7 видно, наприклад, що висота бар'єру становить близько 10 нДж при глибині проходження лазерного пучка  $h = 1$  мм). При подальшому зростанні величини опуклості  $\alpha$  має місце різкий спад потенціальної енергії системи, що ми можемо віднести до того етапу релаксаційних коливань, який називається скиданням, і у нашому випадку пов'язується зі збудженням конвективного потоку, коли накоплена потенціальна енергія деформованої поверхні рідини переходить у кінетичну енергію її потоку.

### 2.3 Застосування математичної моделі «хижак-жертва» для опису релаксаційних автоколивань приповерхневого конвективного потоку

Існує можливість модифікувати експериментальну схему рис. 2.1 ще одним способом, окрім заміни екрану  $S_2$  «зеленим» напівпровідниковим лазером. Замість цього екрану світло з нижньої частини зовнішнього кільця картини самодефокусування (див. рис. 2.3 (б)) за допомогою оптично-волоконного кабеля передавалось на катод фотоелектронного помножувача, сигнал з якого, в свою чергу, виводився на екран осцилографа. На фото рис. 2.8 наведено залежності величини світлового сигналу від часу при різних глибинах проходження лазерного пучка. Значення глибини  $h$  збільшуються від верхнього до нижнього знімку, і очевидним є збільшення частоти при менших глибинах. На перший погляд, така поведінка частоти суперечить даним розрахунку, який наведено на рис. 2.7, адже висота порогу, відповідно до цих даних, зростає зі зменшенням глибини (в фізичному сенсі зростання порогу на менших глибинах є природнім, так як ми розглядаємо поверхню рідини як перешкоду для конвективного потоку). Ми вважаємо, що вказане збільшення частоти пояснюється за рахунок дії двох факторів. По-перше, відповідно до формули (2.3), маса  $M$  рідини, яка нагрівається і витісняється під опуклий вигин поверхні на етапі накоплення-акумуляції, зменшується при зменшенні глибини, а тому при фіксованій потужності лазерного пучка часу для нагрівання цієї маси потрібно менше. По-друге, в рамках розрахунку функції потенціальної енергії на рис. 2.7 коефіцієнт  $\sigma$  поверхневого натягу є постійною величиною для різних глибин  $h$ , тоді як вплив термокапілярного ефекту (зменшення коефіцієнта  $\sigma$  поверхневого натягу з ростом температури) є, очевидно, у нашому випадку також дуже суттєвим. При наближенні лазерного пучка до поверхні (і зростанні температури) її натяг повинен зменшуватися, а при зменшенні параметра  $\sigma$  у

формулі (2.5) висота максимуму-порогу потенціальної енергії на рис. 2.7 повинна зменшуватися також, що діє на користь підвищення частоти конвективних автоколивань.

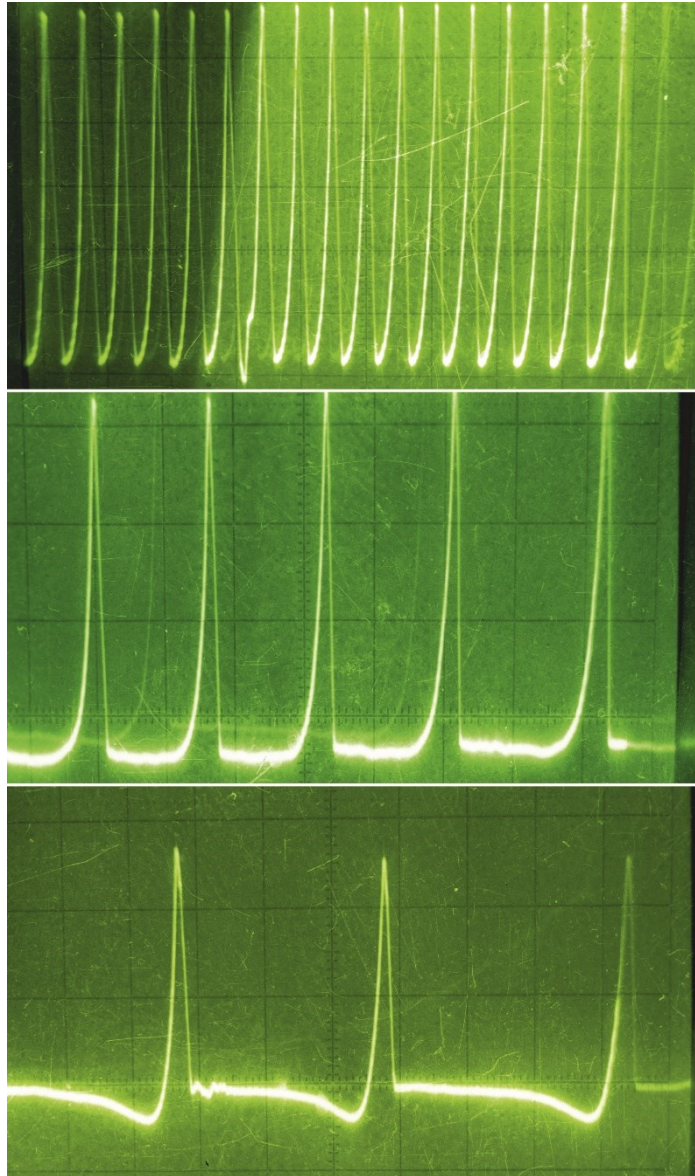


Рисунок 2.8 – Релаксаційні автоколивання конвективного потоку при різних глибинах  $h$  проходження лазерного пучка ( $h$  зростає зверху вниз)

Коливальний процес на рис. 2.8 має виразно нелінійний характер, що підкреслюється терміном «релаксаційні автоколивання». Математичний опис процесів такого типу часто базується на застосуванні моделі осцилятора Ван дер Поля, яка приводить до нелінійного диференціального рівняння другого порядку [1, 14, 24]. З курсу вищої математики відомо [25], що рівняння

другого порядку є рівносильним системі двох рівнянь першого порядку. Для опису нашої системи ми застосуємо відому математичну модель «хижак-жертва» з двома диференціальними рівняннями першого порядку, оскільки фізичний зміст рівнянь стає більш прозорим при такому розгляді.

Стан конвективного потоку доцільно характеризувати двома змінними: величиною температурного відхилення  $T$  системи від рівноважного значення та величиною швидкості  $V$  конвективного потоку. Оскільки конвективний потік виникає внаслідок температурного відхилення, але, з іншого боку, його збудження сприяє зникненню температурної неоднорідності, то, до деякої міри, змінну  $T$  можемо розглядати як таку, що її значення пропорційне кількості жертв, а тоді значення  $V$  пропорційне кількості хижаків. Запишемо систему наступних рівнянь:

$$\begin{cases} \dot{T} = a - b \cdot V(t) \cdot T(t) \\ \dot{V} = -c \cdot V(t) + d \cdot T(t) \cdot V(t) \end{cases} \quad (2.6)$$

У першому рівнянні коефіцієнт  $a$  характеризує деяку постійну швидкість процесу акумуляції тепла за рахунок постійного поглинання розчином лазерного світла. Від'ємний доданок з коефіцієнтом  $b$  відповідає впливу процесів конвекції та теплопровідності на відхилення температури. У другому рівнянні перший доданок (із коефіцієнтом  $c$ ) відповідає «самопослабленню» конвективного потоку, тоді як у другому доданку з коефіцієнтом  $d$  має місце «стимуляція» конвективного потоку, з одного боку, за рахунок величини температурного відхилення, а з іншого – за рахунок деякого механізму «самопідсилення», природу якого ми розглянемо докладніше у подальшому.

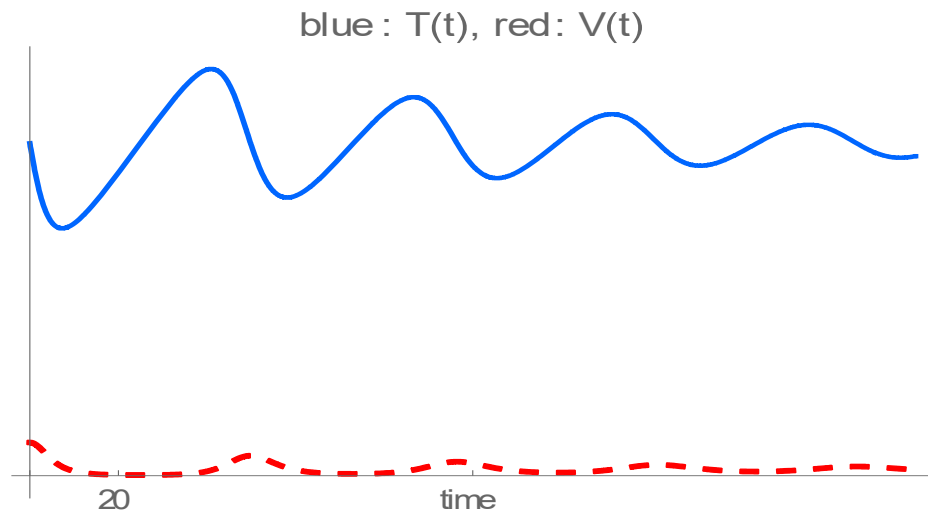


Рисунок 2.9 – Приклад розрахунку моделі «хижак-жертва» по системі рівнянь (2.6) при значеннях параметрів  $a=2c=2$ ;  $b=d=0.01$  та початкових умовах  $V(0)=20$ ;  $T(0)=100$

На рис. 2.9 наведено типовий приклад розрахунку за моделлю системи (2.6) з набором параметрів  $a=2c=2$ ;  $b=d=0.01$ . В якості початкових умов було взято  $V(0)=20$ ;  $T(0)=100$ . Відзначимо, що вказані значення швидкості та температурного відхилення слід сприймати як у деяких відносних одиницях. Розрахунок проведено за допомогою програми *Wolfram Mathematica*.

За результатами розрахунку можемо вказати наступне: моделювання в рамках системи рівнянь (2.6) дає картину затухаючих коливань конвективного потоку із встановленням деяких стаціонарних значень його швидкості та температурного відхилення. Релаксаційний характер коливань при цьому має невиразний характер і суттєво відрізняється від того, який демонструється на рис. 2.8. Тим не менше відзначимо, що коливальна поведінка конвективного потоку з виходом на стаціонарний конвективний режим також спостерігається в експерименті у процесі встановлення картини самодефокусування в об'ємі рідини, при глибинах  $h$  проходження лазерного пучка більше трьох міліметрів.

Отже, необхідна деяка модифікація системи рівнянь (2.6) для пояснення виразного релаксаційного характеру автоколивань у

приповерхневій області. Потрібний режим отримуємо у наступній системі [24]:

$$\begin{cases} \dot{T} = a \cdot T(t) - b \cdot V(t) \cdot T(t) \\ \dot{V} = -c \cdot V(t) + d \cdot T(t) \cdot V(t) \end{cases} \quad (2.7)$$

На рис. 2.10 показано результати розрахунку моделі на основі системи рівнянь (2.7) при тих же значеннях параметрів та початкових умов, що і для рис. 2.9 ( $a=2c=2$ ;  $b=d=0.01$ ;  $V(0)=20$ ;  $T(0)=100$ ):

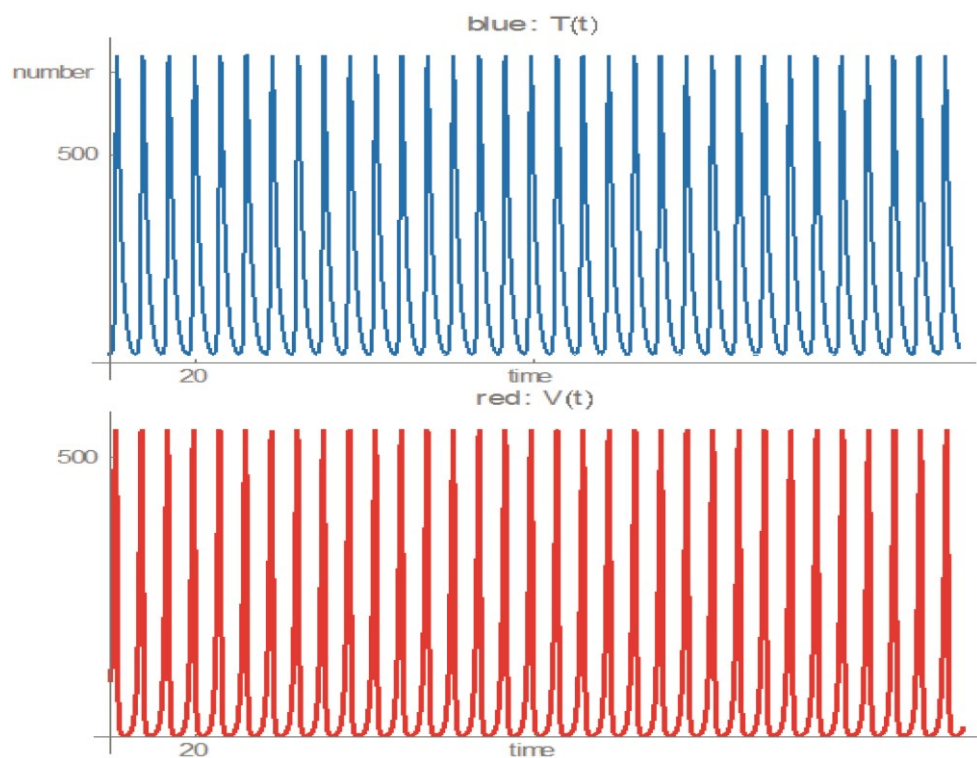


Рисунок 2.10 – Розрахунок моделі «хижак-жертва» по системі рівнянь (2.7) при значеннях параметрів  $a=2c=2$ ;  $b=d=0.01$  та початкових умовах  $V(0)=20$ ;  $T(0)=100$  (значення параметрів та початкових умов тотожні тим, що і для рис. 2.9)

Бачимо, що характер коливань зазнає кардинальної перебудови порівняно з тим, який показано на рис. 2.9. Одночасно можемо відзначити якісно добру відповідність розрахункових залежностей з тими, які спостерігаються в експерименті і наведені на рис. 2.8.

Відмінність системи (2.7) від системи (2.6) полягає в тому, що на етапі акумуляції в системі (2.7) допускається наявність позитивного зворотнього

зв'язку для відхилення температури  $T$ , тоді як в системі (2.6) на цьому етапі допускається постійна швидкість зростання змінної  $T$ . Дана модифікація моделі має, очевидно, принциповий характер і тому заслуговує більш детального розгляду.

У розділі 1.1 було показано, що рідини (ацетон та етиловий спирт), в яких спостерігаються релаксаційні автоколивання конвективного потоку, можемо віднести до таких, в яких сили міжмолекулярної взаємодії є порівняно слабкими, а тому «вихід» молекул спирту чи ацетону на поверхню цих рідин є полегшеним (чим також пояснюється і те, що вказані рідини є доволі летючими і легко випаровуються). З іншого боку, молекули барвника діамантового зеленого мають набагато складнішу молекулярну структуру порівняно з молекулами розчинника, і тому їх взаємодія з оточенням в об'ємі рідини є значно сильнішою [26], а отже вихід на поверхню рідини для молекул барвника є, навпаки, ускладненим. В такому випадку ми приходимо до висновку, що концентрація розчину барвника має спадати у приповерхневій області рідини приблизно так, як це схематично зображено на рис. 2.11.

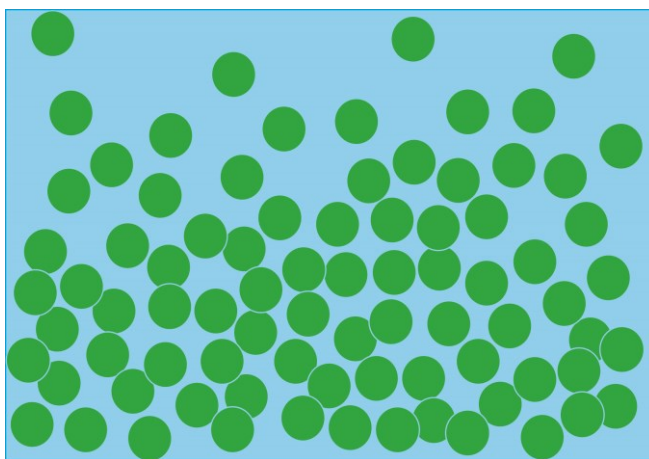


Рисунок 2.11 – Поблизу поверхні рідини концентрація молекул барвника має бути зменшеною порівняно з концентрацією в об'ємі рідини у зв'язку з їх посиленою взаємодією з оточенням у об'ємі рідини

Якщо поблизу поверхні виникає конвективний потік, то «знизу» підходять маси рідини, збагачені барвником, їх нагрівання лазерним пучком

стає більш ефективним, і це, в свою чергу, може прискорювати конвективний потік. Крім того, прискоренню конвекції має сприяти вже згадуваний на початку даного розділу термокапілярний ефект, породжуючи так звану термокапілярну конвекцію поблизу поверхні рідини. Вказані обставини пояснюють наявність другого доданку (з коефіцієнтом  $d$ ) у другому рівнянні систем (2.6)-(2.7).

Впливом вказаного на рис. 2.11 приповерхневого розподілу молекул барвника можемо пояснити також і позитивний зворотній зв'язок, що його виражає перший доданок (з коефіцієнтом  $a$ ) у першому рівнянні системи (2.7). В процесі акумуляції теплі маси рідини «збираються» в області під поверхнею вище лазерного пучка, маючи занижене значення показника заломлення. Ця обставина сприяє відхиленню лазерного пучка донизу, в область з більшою концентрацією барвника. При цьому зростає ефективність поглинання лазерного світла і таким чином температурне відхилення може сприяти своєму власному зростанню, що і породжує позитивний зворотній зв'язок для величини температурного відхилення  $T$ .

Таким чином, розгляд ефекту фотоіндукованого збудження релаксаційних автоколивань приповерхневого конвективного потоку на основі моделі «хижак-жертва» дає можливість побудувати доволі послідовну та докладну картину даного фізичного явища і дозволяє на якісному рівні пояснити і узгодити наявний масив експериментальних даних.

## 2.4 Експериментальне дослідження залежності частоти автоколивань теплової лінзи від глибини проходження лазерного пучка

У попередньому пункті було вказано, що частота автоколивань теплової лінзи зростає зі зменшенням глибини  $h$  проходження лазерного пучка. Нами було проведено також експериментальне дослідження цієї залежності для процесу автоколивань теплової лінзи в етиловому спирті. Для цього здійснювалося відеозйомка процесу еволюції режиму автоколивань при різних фіксованих потужностях  $P$  індукуючого лазерного променя (для одного відеофільму – одна постійна величина потужності  $P$ ). При цьому з плином часу відбувається поступове випаровування спирту, і, як наслідок, поступове зменшення глибини  $h$  проходження лазерного пучка крізь розчин. Таким чином, в кожному фільмі ми можемо спостерігати, як процес автоколивань, а саме їх режим, амплітуда і частота змінюються при зміні глибини  $h$  і при умові незмінності значення потужності  $P$  пучка. Кожен відеофільм тривав від моменту самозбудження автоколивального процесу до моменту його видимого закінчення, коли коливання стають нерозбірливими через зростання їх частоти зі зменшенням глибини  $h$ . Тривалість  $\tau$  автоколивального процесу у кожному з п'яти відзнятих відео та відповідні значення потужності  $P$  пучка наведено у перших двох колонках Таблиці 2, зведеної для деякого набору характеристичних даних, що визначались в результаті обробки кожного із п'яти фільмів.

Таблиця 2 – Набір відповідних характеристичних даних, які визначались для кожного із п'яти відзнятих відеофільмів (див. додаткові пояснення в тексті роботи)

Потужність променя Р, мВт	Тривалість автоколивального процесу $\tau$ , с	Початкова глибина $h_0$ , мкм	Частота на глибині 150 мкм, Гц	Значення ступеня $\gamma$ : $\nu \sim h^{-\gamma}$
1,88	89,97	159,11	1,08	0,871
2,85	177,05	313,09	2,12	1,196
4,28	293,37	518,80	2,90	0,951
5,32	406,11	718,16	3,11	0,968
5,70	436,09	771,18	2,81	0,873

Одразу після завершення коливань (і зйомки) для останнього відеофільму кювета із розчином була піднята на 3.1 мм вгору і було включено відрахунок часу до моменту завершення чергового коливального процесу (зйомка при цьому не проводилась), цей проміжок часу виявився рівним 1753 секундам. Вважаючи, що момент завершення коливань відповідає нульовому рівню глибини проходження лазерного пучка  $h \approx 0$ , можемо прийняти наступний лінійний закон залежності глибини  $h$  від часу  $t$ :

$$h(t) = \frac{3100}{1753} \cdot (\tau - t) = h_0 - \frac{3100}{1753} \cdot t. \quad (2.8)$$

Тут  $\tau$ , як вже було сказано, тривалість автоколивального процесу в тому, чи іншому відеофільмі; значення глибини  $h(t)$  обчислюється у мікрометрах, а час  $t$  відраховується у секундах від моменту самозбудження коливань на відео; величина  $h_0$  має сенс початкової глибини, на якій відбувається самозбудження автоколивань, її значення для кожного із п'яти відео наведено у середній колонці Таблиці 2.

Період (і, відповідно, частота  $\nu$ ) автоколивань визначався по відео як середнє значення для послідовних десяти циклів, і саме цьому значенню

ставилось у відповідність значення глибини  $h(t)$  в момент часу  $t$ , який сам є, в свою чергу, середнім для проміжку із вихідних десяти циклів коливань. Для точного вимірювання проміжків часу використовувалась спеціальна програма **Subtitle Workshop**, яка дозволяє вимірювати проміжки відео із точністю до 0.001 секунди.

Таким чином мною були отримані залежності  $\nu(h)$  частоти автоколивань (в  $\Gamma\text{ц}$ ) від глибини (в  $\text{мкм}$ ) проходження лазерного пучка для п'яти значень  $P$  його потужності. Ці залежності у вигляді графіків наведено у **Додатку** до моєї роботи (див. після списку літератури). Із їх вигляду бачимо, що природно припустити зв'язок між  $\nu$  та  $h$  у вигляді степеневі функції:

$$\nu \approx C \cdot h^{-\gamma}, \quad (2.9)$$

де  $C$  – деяка константа, яка є функцією інших, окрім глибини, експериментальних параметрів;  $\gamma$  – показник степеня. Застосовуючи логарифмування, бачимо, що взаємозв'язок між логарифмами частоти  $\nu$  та глибини  $h$  має бути у вигляді лінійної функції:

$$\ln \nu = -\gamma \cdot \ln h + c, \quad (2.10)$$

і тангенс кута нахилу прямої у залежності  $\ln \nu$  від  $\ln h$  відповідає величині степеневі показника  $\gamma$ .

Залежності між відповідними величинами логарифмів частоти  $\nu$  та глибини  $h$  також наведені у **Додатку**. Бачимо, що лінійний зв'язок між логарифмами дійсно існує, але для кожного відеофільму (і для кожного значення потужності лазера  $P$ ) маємо, скоріше, по три лінійних ділянки. Така обставина, вірогідно, засвідчує про «перемикання» деяких складних внутрішніх механізмів, які зумовлюють досліджувані автоколивання, у процесі зменшення глибини проходження лазерного пучка. Очевидно, такий факт ще потребує свого подальшого дослідження.

Але, в рамках нашого розгляду, примітним є те, що значення степеневого показника  $\gamma$  є близьким до одиниці на глибинах, коли відбувається процес самозбудження, «зародження» коливань. Саме ці значення  $\gamma$  наведено в останній правій колонці Таблиці 2. На основі відзнятих відео бачимо, що при «зародженні» автоколивань їх характер є близьким до гармонічного, і у такому режимі, відповідно до загальновідомого закону гармонічних коливань, їх частота  $\nu$  має бути обернено пропорційною до величини квадратного кореня від осцилюючої маси  $M$ :

$$\nu \sim (\sqrt{M})^{-1}. \quad (2.11)$$

Враховуючи те, що відповідно до формули (2.3), при коливаннях теплової лінзи величина маси  $M$  зростає пропорційно квадрату глибини  $h$  проходження лазерного пучка, отримуємо:

$$\nu \sim h^{-1}, \quad (2.12)$$

тобто, відповідно до викладеної нами моделі автоколивань теплової лінзи при їх слабконелінійному, близькому до гармонічного, режимі, значення степеневого показника  $\gamma$  має дорівнювати одиниці. Отже, можемо стверджувати, що близькі до одиниці експериментальні значення степеневого показника  $\gamma$ , наведені в Таблиці 2, узгоджуються із запропонованим нами пороговим механізмом поведінки приповерхневих конвективних потоків у процесі релаксаційних автоколивань теплової лінзи.

Відзначимо, що на основі отриманих залежностей  $\nu(h)$  при різних п'яти значеннях потужності  $P$  лазерного пучка можемо також отримати залежність  $\nu(P)$  частоти автоколивань від потужності  $P$  при фіксованому значенні глибини  $h$  проходження лазерного пучка. В передостанній справа колонці Таблиці 2 наведено значення частоти  $\nu$  автоколивань в кожному з п'яти відео на глибині  $h \approx 150$  мкм. У останньому підрозділі Додатку

побудовано відповідний графік залежності  $v(P)$ , яка має виразний кореневий характер:

$$v(P) \sim \sqrt{P - P_{th}}. \quad (2.13)$$

Тут величина  $P_{th}$  має сенс порогової потужності для збудження автоколивань на заданій глибині  $h$  проходження пучка (при  $h \approx 150$  мкм отримали порогове значення  $P_{th} \approx 1.425$  мВт). Наявність такого порогового значення для потужності пучка також, по суті, є підтвердженням нашої моделі, яка працює у відповідності зі схемою «акумуляції-скидання». Сам кореневий характер залежності  $v(P)$ , очевидно, є наслідком нелінійності процесу автоколивань конвективного потоку і має бути предметом подальших досліджень.

## ВИСНОВКИ

Отже, у моїй дипломній роботі було проведено розгляд явища фотоіндукованих коливань у приповерхневому конвективному потоці рідини під дією лазерного випромінювання як релаксаційних автоколивань на основі:

по-перше, вивчення енергетичного балансу потенціальної енергії у процесі деформації поверхні рідини;

по-друге, застосування відомої моделі «хижак-жертва» для опису часової еволюції стану конвективної системи;

по-третє, проведення експериментального дослідження залежності частоти автоколивань теплової лінзи від глибини проходження лазерного пучка.

Узгоджене застосування вказаних математичних підходів дало можливість пов'язати у формі системи диференціальних рівнянь функції температурного відхилення та швидкості конвективного потоку в опроміненій лазером області рідини і, таким чином, встановити взаємозв'язок між нелінійнооптичним явищем теплового самодефокусування та нелінійним гідродинамічним явищем теплової конвекції у рідині.

Проведений розгляд дає можливість побудувати доволі послідовну і докладну картину описаного фізичного явища та дозволяє на якісному рівні задовільно пояснити і узгодити наявний масив експериментальних даних.

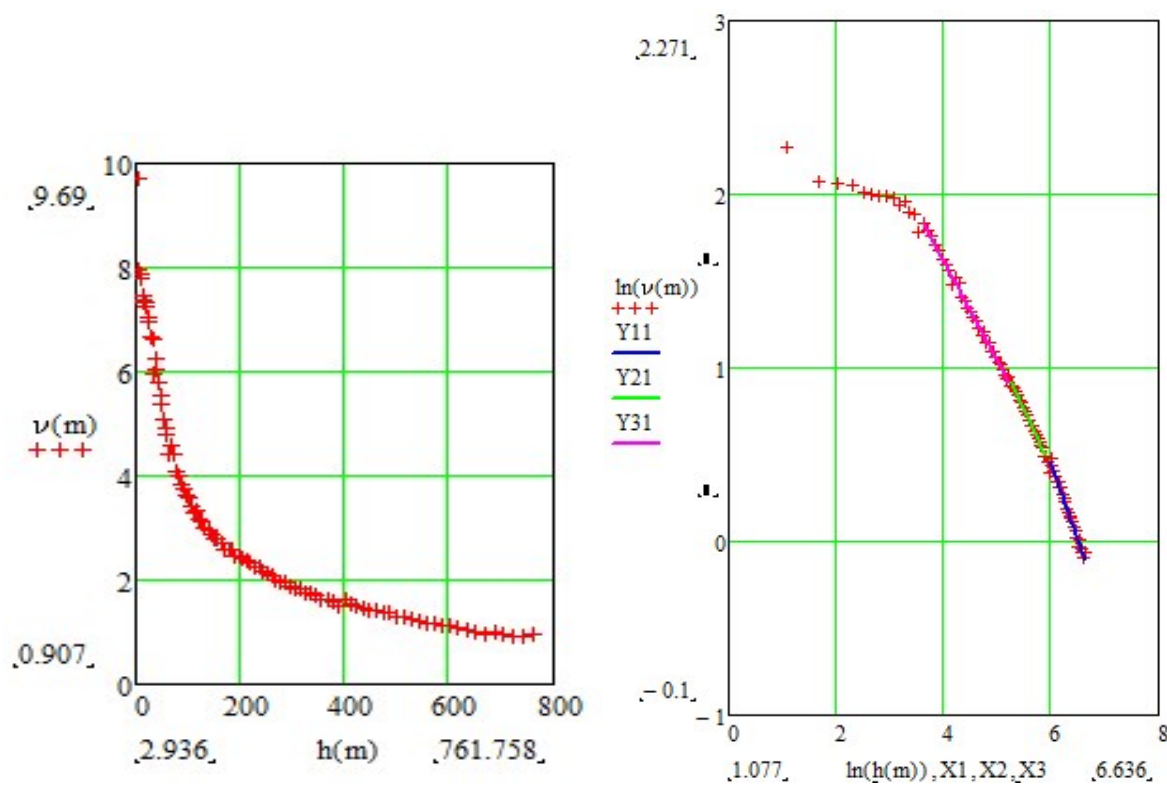
## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Берже П., Помо И., Видадь К. Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности. — Череповец: Меркурий-ПРЕСС, 2000.
2. Сухоруков А. П. Самофокусировка света // Физическая энциклопедия. — Т. 4. — М.: БРЭ, 1994. — С. 415—417.
3. Академічний тлумачний словник (1970—1980) [Електронний ресурс]. — Режим доступу: <http://sum.in.ua>.
4. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной оптике // УФН. — 1967.
5. Бутиков Е. И. Оптика. — М.: Высшая школа, 1986.
6. Демтрёдер В. Лазерная спектроскопия. — М.: Наука, 1985.
7. Вікіпедія. Вільна енциклопедія [Електронний ресурс]. — Режим доступу: <http://uk.wikipedia.org>.
8. Клайджер Д. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия. — М.: Мир, 1986.
9. Хилькевич С. С. Физика вокруг нас. — М.: Наука, Главная редакция Физико-математической литературы, 1985. — 160 с. (Библиотека «Квант». Вып. 40).
10. Gouesbet G., Roze C., Mennier-Guttin-Cluzel S. Instabilities by local heating below an interface // J. Non-Equilib. Thermodyn. — 2000. — Vol. 25. — Pp. 337-379.
11. Bazhenov V. Yn., Vasnetsov M. V., Soskin M. S., Taranenko V. B. Dynamics of laser-induced bubble and free-surface oscillations in an absorbing liquid // Appl. Phys. B. — 1989. — Vol. 49. — Pp. 485-489.
12. Баженов В. Ю., Васнецов М. В., Соскин М. С., Тараненко В. Б. Автоколебания жидкости вблизи свободной поверхности при непрерывном локальном нагреве // Письма в ЖЭТФ. — 1989. — Т. 49, №3. — С. 330-333.
13. Greenfield E., Rotschild C., Szamet A., Nemirovsky I., El-Ganainy R., Chistodoulides D. N., Saraf M., Lifshitz E., Segev M. Light-induced self-

- synchronizing flow patterns // *New Journ. of Phys.* — 2011. — Vol. 13. — 053021(12 pp.), online at <http://www.njp.org/>.
14. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. — М.: Техносфера, 2003. — 496 с.
  15. Калапуша Л. Р., Муляр В. П. Основи методики і техніки навчального фізичного експерименту: навчальний посібник. — Луцьк: Вежа, 2009. — 428 с.
  16. Агеев Л. А., Милославский В. К., Блоха В. Б., Эльашхаб Х. И. Учебные эксперименты и демонстрации по физике: учебное пособие. — Харьков: ХНУ, 2000. — 262 с.
  17. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. — М.: Радио и связь, 1981.
  18. Майер В. В. Свет в оптически неоднородной среде: учебные исследования. — М.: Физматлит, 2007. — 232 с.
  19. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1990.
  20. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. — М.: Наука, 1984.
  21. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
  22. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. — М.: Издательство МГУ, 1998.
  23. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мелихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
  24. Enns R. H., McGuire G. C. *Nonlinear Physics with Mathematica for Scientists and Engineers*. — 1st ed. — Boston: Birkhauser, 2001. — 693 с.
  25. Нелинейные электромагнитные волны / под ред. П. Усленги. — М.: Мир, 1983. — 312 с.
  26. Эткинс П. Молекулы. — М.: Мир, 1991. — 216 с.

## ДОДАТОК

Залежність частоти автоколивань від глибини при потужності  $P = 5.7$  мВт



$$\frac{3100}{1753} \cdot 436.09 = 771.18$$

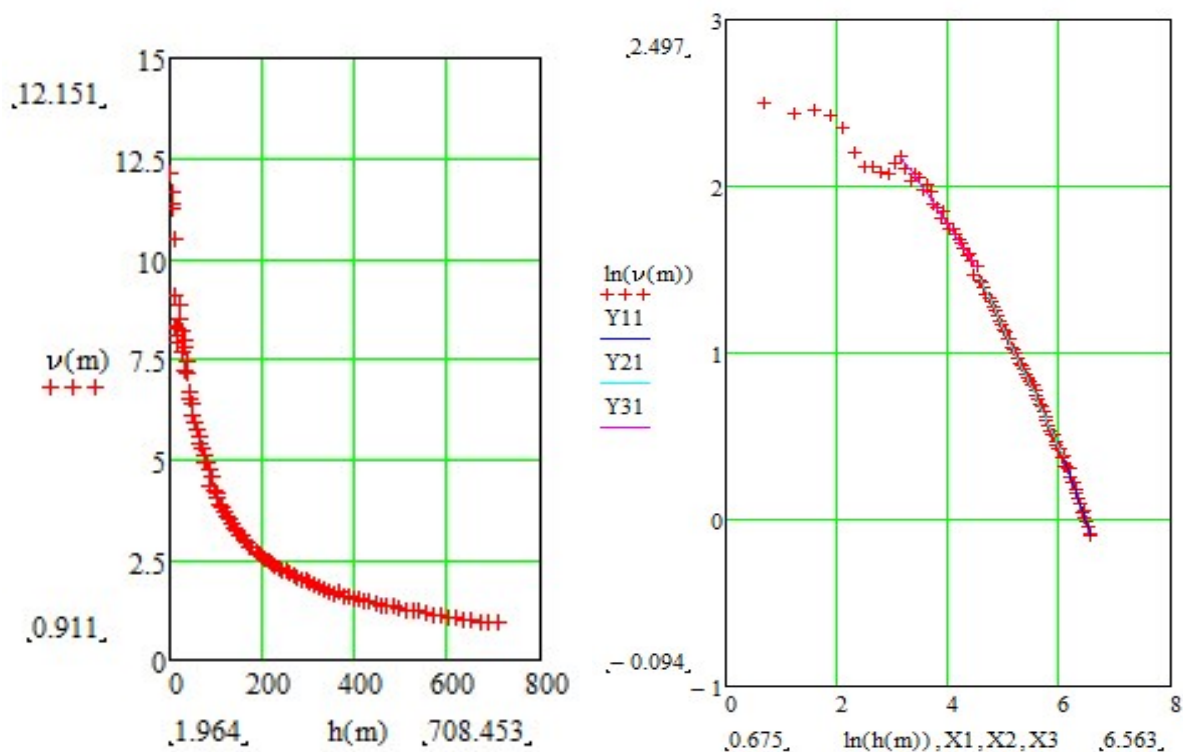
$$h(m) := \frac{3100 \cdot (436.09 - t1(m))}{1753}$$

$$Y11 := 5.693 - 0.873 \cdot X1$$

$$Y21 := 4.486 - 0.676 \cdot X2$$

$$Y31 := 3.914 - 0.574 \cdot X3$$

Залежність частоти автоколивань від глибини при потужності  $P = 5.32$  мВт



$$\frac{3100}{1753} \cdot 406.11 = 718.164$$

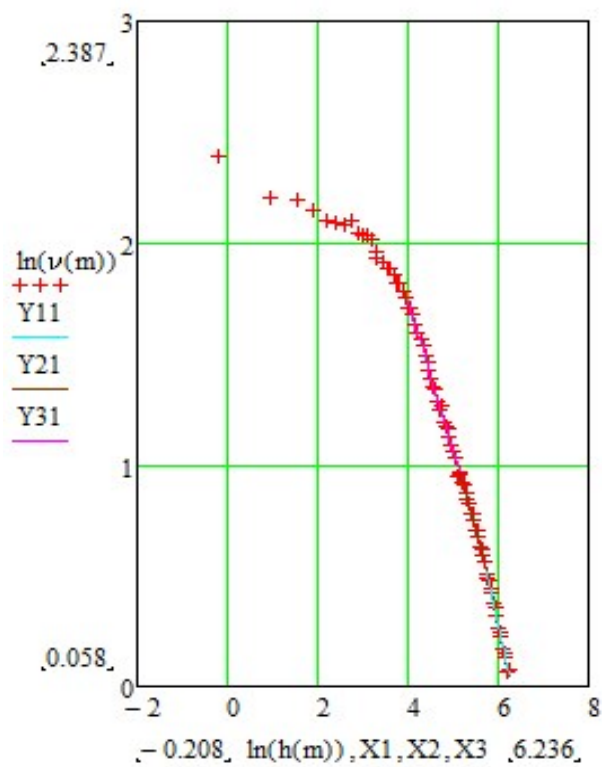
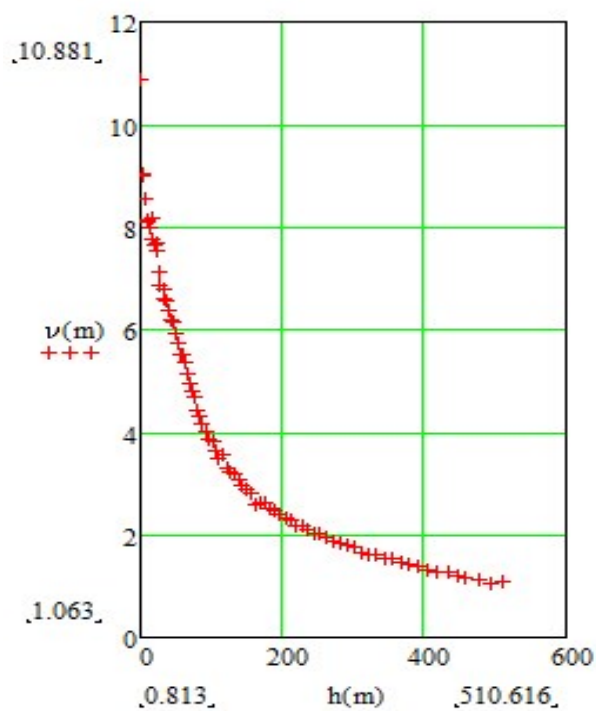
$$h(m) := \frac{3100 \cdot (406.11 - t1(m))}{1753}$$

$$Y11 := 6.259 - 0.968 \cdot X1$$

$$Y21 := 4.708 - 0.712 \cdot X2$$

$$Y31 := 3.736 - 0.492 \cdot X3$$

Залежність частоти автоколивань від глибини при потужності  $P = 4.28$  мВт



$$\frac{3100}{1753} \cdot 293.373 = 518.8$$

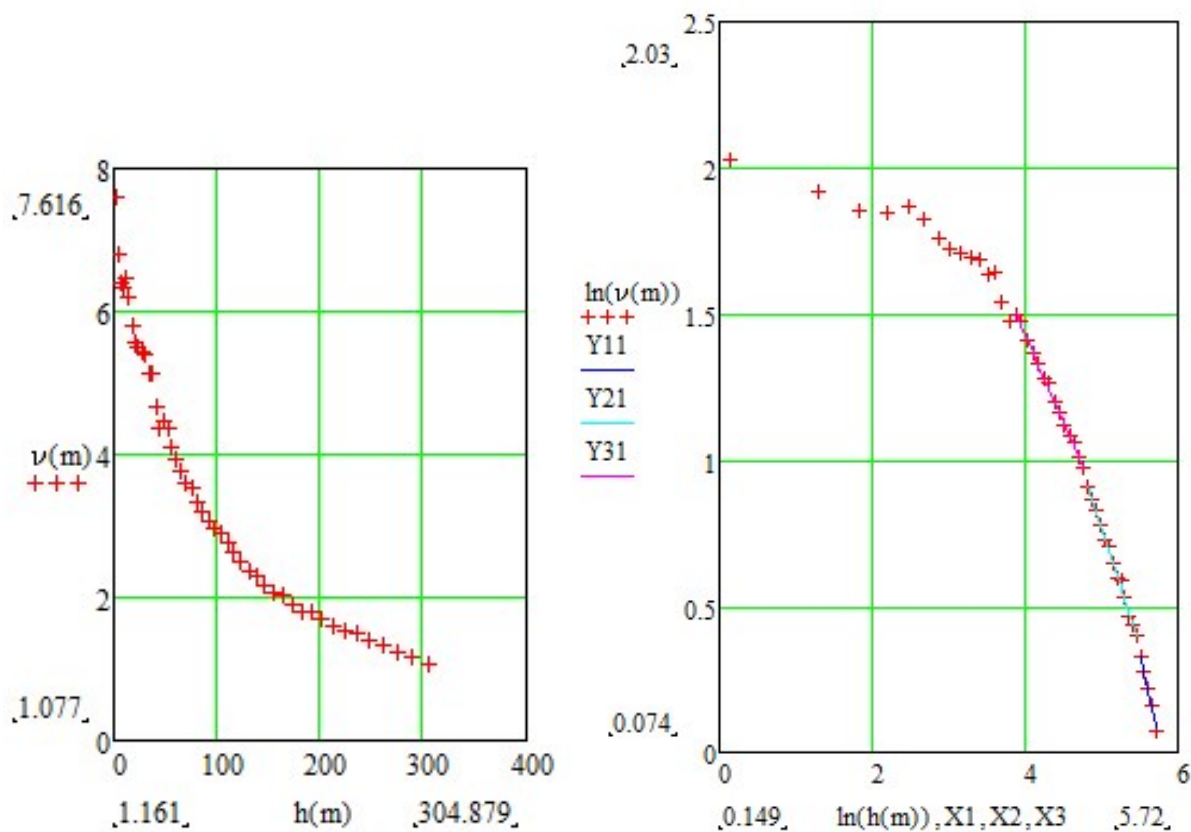
$$h(m) := \frac{3100 \cdot (293.373 - t1(m))}{1753}$$

$$Y11 := 5.988 - 0.951 \cdot X1$$

$$Y21 := 4.694 - 0.724 \cdot X2$$

$$Y31 := 4.501 - 0.688 \cdot X3$$

Залежність частоти автоколивань від глибини при потужності  $P = 2.85$  мВт



$$\frac{3100}{1753} \cdot 177.045 = 313.086$$

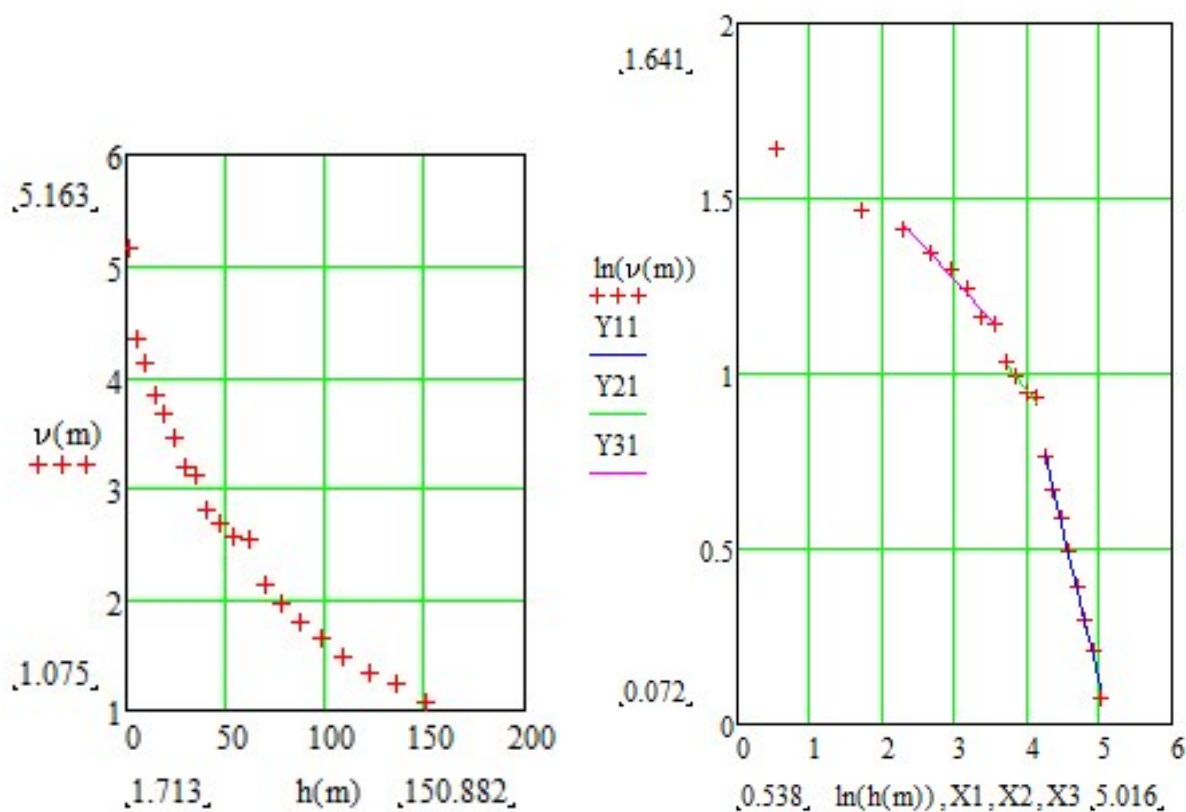
$$h(m) := \frac{3100 \cdot (177.045 - t1(m))}{1753}$$

$$Y11 := 6.929 - 1.196 \cdot X1$$

$$Y21 := 4.747 - 0.796 \cdot X2$$

$$Y31 := 3.851 - 0.604 \cdot X3$$

Залежність частоти автоколивань від глибини при потужності  $P = 1.88$  мВт



$$\frac{3100}{1753} \cdot 89.972 = 159.106$$

$$h(m) := \frac{3100 \cdot (89.972 - t1(m))}{1753}$$

$$Y11 := 4.471 - 0.871 \cdot X1$$

$$Y21 := 2.02 - 0.267 \cdot X2$$

$$Y31 := 1.936 - 0.223 \cdot X3$$

Залежність частоти  $\nu$  автоколивань від потужності  $P$  при

глибині проходження пучка  $h \approx 150$  мкм

Потужність пучка  $P$

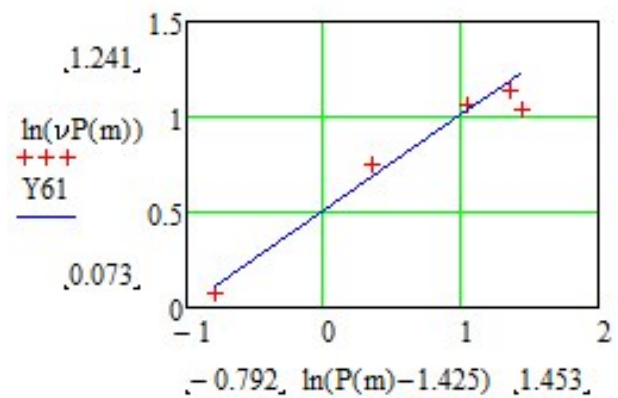
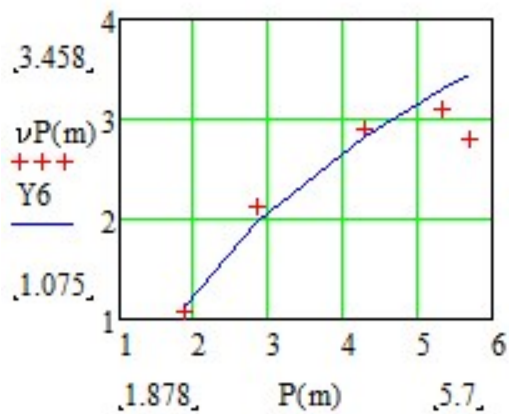
Частота  $\nu$  автоколивань

$P(m) :=$

	0	1
0	1.878	
1	2.852	
2	4.276	
3	5.319	
4	5.7	

$\nu P(m) :=$

	0	1
0	1.075	
1	2.12	
2	2.895	
3	3.112	
4	2.809	



Лінії синього кольору – функції потужності  $P$ , розраховані за формулами:

$$Y61 := 0.507 + 0.505 \cdot \ln(P(m) - 1.425)$$

$$Y6 := \exp(Y61)$$