

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ДНІПРОВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»

Кваліфікаційна наукова робота
на правах рукопису

КУЛІВАР ВЯЧЕСЛАВ ВЯЧЕСЛАВОВИЧ

УДК 622.235.4 (043.3)

ДИСЕРТАЦІЯ

**ОБҐРУНТУВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ЕЛЕМЕНТІВ ЛАЗЕРНИХ СИСТЕМ
ІНІЦІУВАННЯ ВИБУХУ З ВИКОРИСТАННЯМ СВІТЛОЧУТЛИВИХ
КОМПОЗИТІВ ПРИ РУЙНУВАННІ ГІРСЬКИХ ПОРІД**

184 – Гірництво

18 – Виробництво та технології

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ Кулівар В.В.

Науковий керівник: Соболев Валерій Вікторович, доктор технічних наук,
професор

Дніпро – 2021

АНОТАЦІЯ

Кулівар В.В. Обґрунтування параметрів елементів лазерних систем ініціювання вибуху з використанням світлочутливих композитів при руйнуванні гірських порід. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 184 – Гірництво. – Національний технічний університет «Дніпровська політехніка», Дніпро, 2021.

Мета роботи – встановити закономірності ініціювання первинних світлочутливих вибухових композитів вузькими лазерними пучками для створення експериментального зразка оптичного детонатора лазерної системи ініціювання.

Об'єкт дослідження – фізико-хімічні процеси, що призводять до детонації світлочутливих вибухових композитів при дії лазерного випромінювання.

Предмет дослідження – лазерні системи ініціювання детонації зарядів вибухових речовин.

Методи досліджень. Параметри лазерної дії та часові характеристики процесу запалювання визначалися калориметричними й фотоелектричними методами вимірювання. При визначенні порогу запалювання вибухових речовин використовувалися ймовірнісні методи обробки результатів випробувань. Окрім цього застосовувалися методи колоїдної хімії та чисельний метод для вивчення випадкових процесів – метод Монте-Карло.

Ідея роботи полягає у використанні лазерного наносекундного моноімпульсу як ефективного фактора, що ініціює детонацію світлочутливих вибухових композитів.

Наукові положення, що виносяться на захист

1. Затримка часу запалювання нового СВК на основі азиду свинцю і полімеру ПМВТ-3М з концентрацією маси 5 - 25 % від початку дії лазерного імпульсного випромінювання складає (4-50) мкс, при цьому, зменшення вмісту полімеру від 25 до 5% для запалювання СВК потребує у двічі більшої енергії

випромінювання, але, якщо вміст полімеру складає менше 5 %, то запалювання СВК не відбувається, що при застосуванні надає можливість виконувати кероване і прецизійне ініціювання детонації СВК в оптичному детонаторі.

2. Зі зменшенням діаметру лазерного променя з довжиною хвилі 1,06 мкм з тривалістю моноімпульса 22×10^{-9} с поверхнева щільність мінімальної поверхневої енергії ініціювання W_k нового світлочутливого вибухового композиту (СВК) на основі азиду свинцю зменшується, при цьому, починаючи з діаметру $1,5 \times 10^{-4}$ м, крива залежності асимптотично наближається до мінімального значення 18×10^{-3} мДж/см², а порогова щільність енергії ініціювання E_k становить 85 мДж/см² при діаметрі пучка 0,5 мм, що дозволяє вибрати раціональні параметри лазерного пучка для ініціювання СВК у засобах підривання.

Основні наукові результати та їх новизна

1. Отримала подальший розвиток чисельна модель поширення лазерного випромінювання і об'єму світлочутливого вибухового композиту на основі азиду свинцю, що дозволило вперше отримати вірогідні результати розподілу освітленості по глибині вибухового композиту та зробити висновки щодо осередкового механізму запалювання СВК на основі азиду свинцю.

2. Уперше експериментально встановлено, що зменшення товщини зразків СВК на основі азиду свинцю від 1 мм (як і зменшення масової концентрації полімеру) знижує освітленість в об'ємі шару СВК за рахунок втрати фотонів на протилежній границі композиту, тобто частка фотонів стає не задіяною в загальному процесі формування осередків запалювання, що потребує збільшення енергії лазерного випромінювання.

3. Уперше встановлено, що затримка часу запалювання СВК на основі азиду свинцю в межах (4-50) мкс збільшується при зменшенні значень (25 ± 2) % масової концентрації полімеру ПМВТ-3М.

4. Уперше експериментально встановлено, що гарантований підриг первинного СВК на основі азиду свинцю в оптичних детонаторах лазерних систем здійснюється за умов обов'язкового подвійного перевищення порогової

щільності енергії ініціювання до 170 мДж/см^2 при діаметрі пучка $0,5 \text{ мм}$, товщині шару СВК не менше 3 мм , та масової концентрації полімеру ПМВТ-3М 20% .

Практичні результати роботи.

Розроблена експериментальна технологія отримання первинного ініціюючого світлочутливого вибухового композиту на основі азиду свинцю для використання в засобах підривання зарядів вибухових речовин лазерними системами.

Створено експериментальні зразки оптичних детонаторів миттєвої дії, проведені випробування ініціюючої спроможності за методикою випробування штатного капсуля-детонатора.

Рекомендовано при використанні технології отримання світлочутливих вибухових композитів застосовувати вихідні мікрочастинки азиду свинцю з дефектами кристалічної будови і мікронеоднорідностями та мікрровключеннями різного походження, оскільки при цьому збільшується вірогідність ініціювання зарядів подібних вибухових речовин лазерним імпульсом із заданою енергією.

Результати роботи можуть бути використані у таких галузях як гірничовидобувна, космічна, машинобудівна, військова, будівельна, а також і там, де застосування традиційних систем ініціювання або принципово неможливе, або пов'язане з великими труднощами практичного характеру.

Обґрунтованість і достовірність наукових положень, висновків і рекомендацій роботи підтверджені коректністю застосування фундаментальних законів фізики, у тому числі, хімічної фізики, імітаційно-математичного моделювання, результатами експериментальних досліджень і задовільному збігу результатів комп'ютерного моделювання з даними експериментів.

Наукове значення роботи полягає у встановленні закономірностей поширення лазерного імпульсного випромінювання в об'ємі світлочутливого вибухового композиту на основі азиду свинцю і фізико-хімічного механізму утворення осередків запалювання, що призводить до ініціювання стійкої детонації.

Практичне значення роботи полягає у встановленні та обґрунтуванні фізико-технічних параметрів і геометричних характеристик лазерного променя та ініціюючого світлочутливого композиту, що дозволило створити й випробувати принципово новий зразок оптичного детонатору до лазерних систем ініціювання зарядів вибухових речовин.

Ключові слова: світлочутливі вибухові композити, оптичний детонатор, лазерна система ініціювання, затримка часу запалювання, лазерний промінь, фізико-технічні параметри, полімер.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ
Основні наукові результати дисертації опубліковані в наступних працях

Наукометрична база Scopus

1. Kyrychenko O.L., Kulivar V.V., Skobenko O. V., Khalymendyk O. V. A technique to measure V.V.sensitivity of explosivesto the effect of laser pulse radiation. *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2019. No 4. P. 11-15.

2. Kulivar Viacheslav, Usyk Ihor , Shepel Nina, and Kravchenko Kostiantyn. Features of initiating the light-sensitive explosive composites for safe blasting of borehole charges in coal mines. *E3S Web of Conferences* 123. 2019.

3. Sobolev V.V., Kulivar V.V., Kyrychenko O.L., Kurliak A.V., Balakin O.O. Evaluation of blast wave parameters within the near-explosion zone in the process of rock breaking with borehole charges. *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2020. № 2, P. 47-52.

Фахові видання

4. Кириченко А.Л., Куливар В.В., Соколев В.В. Взрывчатые композиты, высокочувствительные к импульсному лазерному излучению. *Вісті Донецького гірничого інституту*. 2017. 32 (41). С. 138–146.

5. Зазимко В.І., Кулівар В.В. Про деякі особливості течії хімічних реакцій в зарядах вибухових речовин, збуджених світловим імпульсним випромінюванням. *Вісті Донецького гірничого інституту*. 2018. № 1. С. 143-153.

6. Зазимко В.І., Кулівар В.В., Кириченко О.Л. Скобенко О.В. Вплив утворення тріщин на процес осередкового запалювання вибухових речовин. *Вісті Донецького гірничого інституту*. 2019. №1. С. 170-177.

Збірники доповідей та тез, що засвідчують апробацію

7. Соболев В.В., Куливар В.В., Романова А.С., Зазимко В.И. Некоторые технические особенности оптического модуля лазерной системы инициирования зарядов взрывчатых веществ. XIII Всеукраїнська наук.-техн. конф. «Сучасні технології ведення буровибухових робіт та безпека застосування гранульованих і емульсійних вибухових речовин. Їх економічна ефективність і техногенна безпека»: матеріали конференції. Кременчук: КрНУ. 2016. С. 13-16.

8. Романова А.С., Куливар В.В., Соболев В.В. Элементы оптической системы инициирования и некоторые их характеристики. XIII Всеукраїнська наук.-техн. конф. «Сучасні технології ведення буровибухових робіт та безпека застосування гранульованих і емульсійних вибухових речовин. Їх економічна ефективність і техногенна безпека»: матеріали конференції. Кременчук: КрНУ. 2016. С. 26-29.

9. Куливар В.В., Соболев В.В., Кириченко А. Л. Использование явления взаимодействия лазерного излучения с высокоэнергетическими веществами в технике взрывного дела. Матеріали II Міжнародна науково-технічна інтернет-конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі», Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2017. С. 162.

10. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А.Л. Первичные взрывчатые вещества для лазерных систем инициирования. Матеріали II Міжнародна науково-технічна інтернет-конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі», Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2017. С. 166.

11. Кириченко А.Л., Соболев В.В., Куливар В.В. Некоторые физические особенности лазерного зажигания светочувствительных взрывчатых веществ. Матеріали II Міжнародна науково-технічна інтернет-конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі», Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2017. С. 156.

12. Соболев В.В., Куливар В.В., Ищенко Б.С., Зазимко В.И. Высокоэнергетические взрывчатые композиты светочувствительные к лазерному излучению. Перспективи розвитку будівельних технологій [Текст]:

матеріали 11-ї міжнародної науково-практичної конференції молодих учених, аспірантів і студентів, 26–27 квітня 2017 р. [присвячена 80-ти річчю пам'яті Івана Степановича Новосильцева] / редкол.: О.М. Шашенко [та ін.]– Д.: Національний гірничий університет. 2017. С.92-95.

13.Соболев В.В., Ищенко Б.С., Куливар В.В., Романова А.С. Физико-технические особенности оптической системы инициирования зарядов взрывчатых веществ. Перспективи розвитку будівельних технологій [Текст]: матеріали 11-ї міжнародної науково-практичної конференції молодих учених, аспірантів і студентів, 26–27 квітня 2017 р. [присвячена 80-ти річчю пам'яті Івана Степановича Новосильцева] / редкол.: О.М. Шашенко [та ін.]– Д.: Національний гірничий університет. 2017. С. 126-128

14. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А.Л., Зазимко В.И. Возможные механизмы зажигания взрывчатых веществ лазерным импульсным излучением. Форум гірників- 2017: матеріали міжнар. конф. 4-7 жовтня 2017, м. Дніпро: Національний гірничий університет. 2017. С. 219-228.

15. Соболев В.В., Ищенко Б.С., Куливар В.В., Романова А.С. Способ возбуждения плоских детонационных волн в тонкослойных зарядах взрывчатых веществ. Перспективи розвитку будівельних технологій: матеріали 11-ї міжнародної науково-практичної конференції молодих учених, аспірантів і студентів, 26–27 квітня 2017 р. [присвячена 80-ти річчю пам'яті Івана Степановича Новосильцева] / редкол.: О.М. Шашенко [та ін.] – Д.: Національний гірничий університет. 2017. С. 112-114.

16. Куливар В.В., Курляк А.В. О формировании плоских ударных волн с применением лазерного способа взрывания светочувствительных ВВ. Матеріали VI Всеукраїнської науково-технічної конференції студентів, аспірантів і молодих вчених «Молодь: наука ті інновації». 2018. С.7 -12 –7-13.

17. Куливар, В.В., Кириченко, А.Л. Расчет оптических характеристик микроразмерных неоднородностей взрывчатых веществ с использованием теории МИ. Форум гірників - 2018: матеріали міжнар. наук.-техн. конф., 10-13 жовтня 2018 р., м. Дніпро, С. 84-89.

18. Куливар, В.В., Деревягина, Н.И., Кириченко, А.Л. Методика измерения чувствительности взрывчатых веществ к действию лазерного импульсного излучения. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів. 2020. С. 82-84.

19. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А.Л., Зазимко Ю.И. Способ формирования сходящихся цилиндрических ударных волн. 12-та міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів. Перспективи розвитку будівельних технологій. Дніпро. НГУ.2018. С.136-141.

20. Кириченко А.Л., Куливар В.В. Об основных результатах исследования инициирования светочувствительных взрывчатых композитов лазерным излучением. Матеріали VI Всеукраїнської науково-технічної конференції студентів, аспірантів і молодих вчених «Молодь: наука та інновації». Дніпро.2018. Том 7 – Будівництво, геотехніка і геомеханіка. с.7-10 – 7-11.

21. Скобенко О.В. Куливар В.В., Дараган Т. В., Пост Л.В. Закономірності ініціювання світлочутливих вибухових композитів. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів , 2020. С.94-96.

22. Кириченко А.Л., Куливар В.В. Исследование инициирующих взрывчатых композитов для создания безопасных средств взрывания лазерных систем. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів. 2020. С.75-77.

23. Куливар В. В. Причины задержки зажигания взрывчатых веществ лазерным излучением. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів. 2020. С. 78-81.

ABSTRACT

Kulivar V.V. Substantiation of the parameters of certain components of the blast-initiation laser systems involving light-sensitive composites in the process of rock breaking. – Qualifying scientific work as a manuscript.

Thesis for the degree of Doctor of Philosophy in the specialty 184 Mining. - Dnipro Polytechnic National Technical University, Dnipro, 2021.

The purpose of the work is to establish the regularities of initiation of primary light-sensitive explosive composites by narrow laser beams to create an experimental sample of a laser initiation system optical detonator.

The object of study – physico-chemical processes that lead to the detonation of light-sensitive explosive composites under the action of laser radiation.

The subject of research - laser systems to initiate the detonation of explosive charges.

Research methods. Laser action parameters and time characteristics of the ignition process were determined by calorimetric and optoelectric measurement methods. In determining the ignition threshold of explosives, probabilistic methods of processing test results were used. In addition, the methods of colloid chemistry and the numerical method for studying random processes – the Monte Carlo method – were used.

The idea is to use a laser nanosecond monopulse as an effective factor that initiates the detonation of light-sensitive explosive composites.

Scientific statements submitted for defense

1. The delay of the ignition time of a new LSEC based on lead azide and polymer ПМБТ-3М with a mass concentration 5 - 25 % from the onset of action of laser pulsed radiation is (4-50) μs , while reducing the polymer content from 25 to 5 % requires to ignite the LSEC twice as much the radiation energy, but, if the polymer content is 5 % or less, the ignition of the LSEC does not occur, which in use makes it possible to perform controlled and precise initiation of the detonation of the LSEC in the optical detonator.

2. With decreasing diameter of the laser beam with a wavelength of $1.06\ \mu\text{m}$ with a monopulse duration $22 \times 10^{-9}\ \text{s}$, the surface density of the minimum threshold energy of initiation W_k of a new light-sensitive explosive composite (LSEC) based on lead azide decreases, while starting from a diameter of $1.5 \times 10^{-4}\ \text{m}$, the dependence curve asymptotically approaches the minimum value of $18 \times 10^{-3}\ \text{mJ/cm}^2$, and the threshold energy density of initiation E_k is $85\ \text{mJ/cm}^2$ with a beam diameter of $0.5\ \text{mm}$, which allows you to choose the rational parameters of the laser beam to initiate the LSEC in the means of detonation.

The main scientific results and their novelty.

1. Numerical model of laser radiation propagation in the volume of light-sensitive explosive composite based on lead azide has been further developed, which allowed for the first time to obtain reliable results of light distribution along the depth of the explosive composite and to draw conclusions about the focal mechanism of ignition of LSEC based on lead azide.

2. For the first time it was experimentally established that reducing the thickness of the LSEC samples based on lead azide from $1\ \text{mm}$ (as well as reducing the mass concentration of the polymer) reduces the illumination in the volume of the LSEC due to loss of photons at the opposite boundary of the composite, that is, the fraction of photons becomes not involved in the overall process of ignition cells formation, which requires an increase in the laser radiation energy.

3. It was found for the first time that the ignition delay time of lead azide-based LSEC within $(4-50)\ \mu\text{s}$ increases with decreasing values $(25 \pm 2)\%$ of the mass concentration of polymer IIMBT-3M.

4. For the first time it was experimentally established that guaranteed detonation of primary light-sensitive explosive composite based on lead azide in optical detonators of laser systems is carried out under obligatory double exceeding of the threshold energy of initiation energy up to $170\ \text{mJ/cm}^2$ at a beam diameter of $0.5\ \text{mm}$, a thickness of the LSEC layer of not less than $3\ \text{mm}$, and a mass concentration of IIMBT-3M polymer of 20% .

Practical results of work

An experimental technology for obtaining a primary initiating light-sensitive

explosive composite based on lead azide for use in means of detonating explosive charges by laser systems has been developed.

Experimental samples of instantaneous optical detonators were created, tests of initiating ability were carried out according to the testing a standard detonator capsule method.

It is recommended to use the source microcrystals of lead azide with defects of crystal structure and microhomogeneities and microinclusions of different origin when using the technology of obtaining light-sensitive explosive composites, as this increases the probability of initiation by a laser pulse with a given energy.

The results obtained in this work can be used in such areas as mining, space, engineering, military, construction, as well as in those where the use of traditional initiation systems is either fundamentally impossible or associated with great practical difficulties.

The validity and reliability of scientific statements, conclusions and recommendations are confirmed by the correct application of the physics fundamental laws, including chemical physics, simulation and mathematical modeling, the results of experimental research and the satisfactory coincidence of the results of numerical modeling with data of experiments.

The scientific significance of the work is to establish the patterns of propagation of laser pulsed radiation in the volume of light-sensitive explosive composite based on lead azide, as well as to establish the physicochemical mechanism of ignition centres, which leads to the initiation of stable detonation.

The practical significance of the work is to establish and substantiate the physical and technical parameters and geometric characteristics of the laser beam and the initiating light-sensitive composite, the use of which allowed to create and test a fundamentally new model of optical detonator for laser systems initiating of explosives.

The validity and reliability of scientific statements, conclusions and recommendations are confirmed by the correct application of the fundamental laws of physics, including chemical physics, simulation and mathematical modeling, the results of experimental research and the satisfactory coincidence of computer

simulation results with experimental data.

The scientific significance of the work is to establish the patterns of propagation of laser pulsed radiation in the volume of light-sensitive explosive composite based on lead azide and the physicochemical mechanism of formation of ignition cells, which leads to the initiation of stable detonation.

The practical significance of the work is to establish and substantiate the physical and technical parameters and geometric characteristics of the laser beam and the initiating light-sensitive composite, which allowed to create and test a fundamentally new model of optical detonator for laser systems for initiating explosive charges.

Key words: light-sensitive explosive composites, optical detonator, laser initiation system, ignition time delay, laser beam, physical and technical parameters, polymer.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	16
ВСТУП.....	17
РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ ТЕОРЕТИЧНИХ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ІНІЦІЮВАННЯ ВИБУХОВИХ РЕЧОВИН ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ.....	24
1.1 Чутливість вибухових речовин і світлочутливих вибухових композитів до дії лазерного моноімпульсу	25
1.2 Світлочутливі вибухові композити для лазерних засобів підривання.....	32
1.3 Оптичні детонатори для лазерних систем.....	36
1.4 Оптичний квантовий генератор оптичної системи ініціювання детонації зарядів вибухових речовин.....	39
1.5 Висновки, мета і задачі досліджень.....	44
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 1.....	46
РОЗДІЛ 2 ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РОЗСІЮВАННЯ СВІТЛА В СЕРЕДОВИЩІ З ЩІЛЬНОЮ УПАКОВКОЮ РОЗСІЮВАЧІВ.....	56
2.1 Фізична модель розсіювання фотонів у дифузійно-розсіюючому середовищі.....	57
2.2 Фізико-математична модель розсіювання фотонів у дифузійно- розсіюючому середовищі.....	60
2.3 Умови на межі входу фотона в дифузійно-розсіююче середовище.....	63
2.4 Рух фотона в дифузійно-розсіюючому середовищі.....	68
2.5 Умови на границі розподілу середовищ при виході фотона з дифузійно- розсіюючого середовища.....	73
2.6 Методика усереднення траєкторій руху фотона в дифузійно- розсіюючому середовищі.....	74
2.7 Результати розрахунку освітленості у вибухових речовинах.....	77
2.8 Головні результати імітаційного моделювання.....	86
ВИСНОВКИ.....	89

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 2.....	90
РОЗДІЛ 3 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ІНІЦІЮВАННЯ ДЕТОНАЦІЇ СВІТЛОЧУТЛИВИХ ПЕРВИННИХ ВИБУХОВИХ КОМПОЗИТИВ ВУЗЬКИМИ ПУЧКАМИ ЛАЗЕРНОГО МОНОІМПУЛЬСУ.....	93
3.1 Експериментальна установка, вимірювальні прилади та обладнання для досліджень.....	93
3.2 Вимірювання часу затримки вибуху заряду світлочутливого вибухового композиту.....	102
3.3 Визначення розподілу щільності енергії в лазерному промені.....	106
3.4 Результати експериментальних досліджень.....	108
ВИСНОВКИ.....	113
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 3.....	115
РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ СПРАЦЮВАННЯ ЛАБОРАТОРНОГО ЗРАЗКУ ОПТИЧНОГО ДЕТОНАТОРА.....	118
4.1 Матеріали, прилади і методики для організації та виконання експериментальних досліджень.....	118
4.2 Підготовка та виконання випробувань оптичного детонатора.....	130
4.3 Результати випробувань ініціюючої спроможності оптичного детонатора.....	136
4.4 Перспективи використання лазерного способу підривання підприємствами гірничо-металургійної промисловості.....	140
ВИСНОВКИ.....	141
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 4.....	143
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	147

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

СВК	– світлочутливі вибухові композити
ВР	– вибухова речовина
ВС	– вибухові склади
ОД	– оптичний детонатор
КД	– капсуль-детонатор
ЕД	– електродетонатор
ПВР	– первинна ініціююча вибухова речовина
ВВР	– вторинна ініціююча вибухова речовина
ОКГ	– оптичний квантовий генератор
ОПСІН	– оптична система ініціювання
ДРС	– дифузійно-розсіююче середовище

ВСТУП

Актуальність роботи. Із застосуванням вибухових технологій гірничовидобувними підприємствами в середньому видобувається близько 70 % всієї маси корисних копалин. У цілому ж гірнича промисловість є основним споживачем вибухових речовин, енергонасичених конденсованих систем і засобів підривання різного призначення. Підприємства, що спеціалізуються в області розробки і виготовлення засобів ініціювання детонації зарядів вибухових речовин (ВР), велику увагу приділяють як вирішенню питань технічного розвитку, так і вирішенню актуальних задач охорони праці, безпеки робіт та екології навколишнього середовища.

Найважливіші показники виробництва гірничовидобувних підприємств – такі, як рівень безпеки праці і продуктивність робіт, особливо в складних умовах підземної розробки родовищ кам'яного вугілля - залежать головним чином від гірничо-геологічних і технологічних факторів, що набувають особливої актуальності під час підготовки, організації та проведення підривних робіт.

Сучасні вимоги до ефективності руйнування гірських порід, безпеки і прецизійності виконання вибухових робіт обумовлюють необхідність створення нових засобів ініціювання зарядів вибухових речовин (ВР), менш небезпечних первинних ВР, систем ініціювання зарядів вибухових речовин з великим фізичним потенціалом, безпечних у поводженні та під час монтажу підривної мережі, тобто систем, які базуються на нових фізичних принципах.

Однією з таких систем, що мають високу стійкість до різноманітних електромагнітних дій, є оптична система ініціювання зарядів вибухових речовин, перший зразок якої був розроблений у 1995 р. фахівцями Національного технічного університету “Дніпровська політехніка”.

Лазерне ініціювання забезпечує найвищий рівень ізолюваності оптичного детонатора від псевдоімпульсів, що передаються по лінії зв'язку з імпульсним лазером тому, що в оптичному діапазоні відсутні випадкові джерела з потужністю, яка є достатньою для підривання детонаторів. Оптичні детонатори не чутливі до

електромагнітних наведень і зарядів статичної електрики. Головним елементом лазерної системи ініціювання є світлочутливі вибухові композити – новий клас ініціюючих ВР, що входять до складу оптичних детонаторів та інших засобів підривання.

За даними літературних джерел і патентної інформації технічні рішення за своїми фізичними характеристиками і параметрами екологічної безпеки наближаються до найбезпечнішої системи ініціювання, на існування якої не один раз звертали увагу у своїх наукових працях фахівці Дніпровської політехніки (та Санкт-Петербурзького технологічного університету).

Одним з найважливіших елементів оптичної системи ініціювання зарядів ВР є оптичний детонатор, фізико-технічні та вибухові характеристики якого мають широкий спектр впливів не тільки на безпекову складову підривних робіт взагалі, ступінь прецизійної дії особливо при масовому підриванні, але й на фракційний склад зруйнованої гірської породи. Спрацьовування оптичного детонатору здійснюється шляхом підривання первинного світлочутливого вибухового композиту лазерним імпульсним випромінюванням, яке передається оптоволоконним кабелем. Вибух світлочутливого вибухового композиту (первинна ВР) надійно збуджує детонацію у вторинній ВР. На цей час отримана достатня кількість світлочутливих ВР, проте для їх практичного використання потрібні експериментальні дослідження та розрахункові чисельні (комп'ютерні) моделі, що дозволять визначати параметри лазерного випромінювання та закономірності взаємодії випромінювання з світлочутливим вибуховим композитом. Таким чином, актуальність роботи полягає у створенні науково обґрунтованих нових засобів підривання зарядів вибухових речовин.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами і темами.

Дисертація виконана згідно з планом робіт Науково-навчального центру фізики енергонасичених матеріалів і процесів, відповідно до одного з пріоритетних напрямів науково-дослідних робіт в області створення нових зразків первинних вибухових речовин, засобів підривання зарядів ВР та створення ефективних і більш безпечних у використанні буропідривних

комплексів як технічних систем.

Мета і задачі досліджень.

Мета – встановити закономірності ініціювання первинних світлочутливих вибухових композитів вузькими лазерними пучками для створення експериментального зразка оптичного детонатора лазерної системи ініціювання.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні задачі:

1 – виконати аналіз існуючих конструкцій оптичних детонаторів і фізико-хімічних властивостей первинних світлочутливих вибухових речовин і пов'язаних з ними механізмів запалювання ВР і оцінити їх можливість використання в процесах лазерного збудження детонації;

2 – запропонувати механізм ініціювання детонаційного перетворення у азидах металів; виконати фізико-математичне моделювання розсіювання фотонів у дифузно розсіючому середовищі (у вибуховій речовині) з використанням імітаційної моделі Монте-Карло;

3 – встановити закономірності дії вузьких пучків лазерного моноімпульсного випромінювання на процес запалювання вибухових речовин;

4 – створити безпечний у поводженні лабораторний зразок оптичного детонатора, провести експериментальні дослідження його ініціювання імпульсним лазерним променем та провести випробування його ініціюючої спроможності.

Об'єкт досліджень: фізико-хімічні процеси, що призводять до детонації світлочутливих вибухових композитів при дії лазерного випромінювання.

Предмет досліджень – лазерні системи ініціювання детонації зарядів вибухових речовин.

Методи досліджень. Параметри лазерної дії та часові характеристики процесу запалювання визначалися калориметричними й оптоелектричними методами вимірювання. При визначенні порогу запалювання вибухових речовин використовувалися ймовірнісні методи обробки результатів випробувань. Окрім цього застосовувалися методи колоїдної хімії, а також метод комп'ютерної симуляції для приблизного відтворення реальних явищ, зокрема, метод Монте-

Карло.

Ідея роботи полягає у використанні лазерного наносекундного моноімпульсу як ефективного фактора, що ініціює хімічне перетворення у формі детонації світлочутливих вибухових композитів.

Наукові положення, що виносяться на захист

1. Затримка часу запалювання нового СВК на основі азиду свинцю і полімеру ПМВТ-3М з концентрацією маси 5 - 25 % від початку дії лазерного імпульсного випромінювання складає (4-50) мкс, при цьому, зменшення вмісту полімеру від 25 до 5% для запалювання СВК потребує у двічі більшої енергії випромінювання, але, якщо вміст полімеру складає менше 5 %, то запалювання СВК не відбувається, що при застосуванні надає можливість виконувати кероване і прецизійне ініціювання детонації СВК в оптичному детонаторі.

2. Зі зменшенням діаметру лазерного променя з довжиною хвилі 1,06 мкм з тривалістю моноімпульса 22×10^{-9} с поверхнева щільність мінімальної поверхневої енергії ініціювання W_k нового світлочутливого вибухового композиту (СВК) на основі азиду свинцю зменшується, при цьому, починаючи з діаметру $1,5 \times 10^{-4}$ м, крива залежності асимптотично наближається до мінімального значення 18×10^{-3} мДж/см², а порогова щільність енергії ініціювання E_k становить 85 мДж/см² при діаметрі пучка 0,5 мм, що дозволяє вибрати раціональні параметри лазерного пучка для ініціювання СВК у засобах підривання.

Основні наукові результати та їх новизна

1. Отримала подальший розвиток чисельна модель поширення лазерного випромінювання і об'ємі світлочутливого вибухового композиту на основі азиду свинцю, що дозволило вперше отримати вірогідні результати розподілу освітленості по глибині вибухового композиту та зробити висновки щодо осередкового механізму запалювання СВК на основі азиду свинцю.

2. Уперше експериментально встановлено, що зменшення товщини зразків СВК на основі азиду свинцю від 1 мм (як і зменшення масової концентрації полімеру) знижує освітленість в об'ємі шару СВК за рахунок втрати фотонів на

протилежній границі композиту, тобто частка фотонів стає не задіюваною в загальному процесі формування осередків запалювання, що потребує збільшення енергії лазерного випромінювання.

3. Уперше встановлено, що затримка часу запалювання СВК на основі азиду свинцю в межах (4-50) мкс збільшується при зменшенні значень (25 ± 2) % масової концентрації полімеру ПМВТ-3М.

4. Уперше експериментально встановлено, що гарантований підриг первинного СВК на основі азиду свинцю в оптичних детонаторах лазерних систем здійснюється за умов обов'язкового подвійного перевищення порогової щільності енергії ініціювання до 170 мДж/см^2 при діаметрі пучка 0,5 мм, товщині шару СВК не менше 3 мм, та масової концентрації полімеру ПМВТ-3М 20 %.

Практичні результати роботи

Розроблено експериментальну технологію отримання первинного ініціюючого світлочутливого вибухового композиту на основі азиду свинцю для використання в засобах підригання зарядів вибухових речовин лазерними системами.

Створено експериментальні зразки оптичних детонаторів миттєвої дії, проведені випробування ініціюючої спроможності за методикою випробування капсуля-детонатора.

Рекомендовано при використанні технології отримання світлочутливих вибухових композитів застосовувати вихідні мікрокристали азиду свинцю з дефектами кристалічної будови і мікронеоднорідностями та мікрровключеннями різного походження, оскільки при цьому збільшується вірогідність ініціювання лазерним імпульсом із заданою енергією.

Отримані в роботі результати можуть бути використані у таких галузях як гірничовидобувна, космічна, машинобудівна, військова, будівельна, а також і в таких, де застосування традиційних систем ініціювання або принципово неможливе, або пов'язане з великими практичними труднощами.

Обґрунтованість і достовірність наукових положень, висновків і рекомендацій роботи підтверджені коректністю застосування

фундаментальних законів фізики, у тому числі, хімічної фізики, імітаційно-математичного моделювання результатами експериментальних досліджень і задовільному збігу результатів чисельного моделювання і експериментів.

Наукове значення роботи полягає у встановленні закономірностей поширення лазерного імпульсного випромінювання в об'ємі світлочутливого вибухового композиту на основі азиду свинцю і фізико-хімічного механізму утворення осередків запалювання, що призводить до ініціювання стійкої детонації.

Практичне значення роботи полягає у встановленні та обґрунтуванні фізико-технічних параметрів і геометричних характеристик лазерного променя та ініціюючого світлочутливого композиту, використання яких дозволило створити й випробувати принципово новий зразок оптичного детонатору до лазерних систем ініціювання зарядів вибухових речовин.

Особистий внесок автора

Самостійно сформульовані мета і задачі досліджень, основні наукові положення, висновки і рекомендації. Самостійно розроблена методика визначення чутливості й часових затримок підриву ініціюючих ВР лазерним імпульсом, запропонована конструкція оптичного детонатора.

Експерименти проведені спільно із співробітниками кафедри будівництва, геотехніки і геомеханіки Національного технічного університету «Дніпровська політехніка» та фахівцями Павлоградського хімічного заводу.

Апробація результатів

Основні положення, наукові і практичні результати докладалися і обговорювалися на Всеукраїнських науково-технічних конференціях студентів, аспірантів і молодих вчених (м. Дніпро 2016, 2017, 2018, 2019, 2020 рр.); Міжнародній науково-практичній конференції молодих вчених, аспірантів та студентів (м. Дніпро, 2020 р.); Міжнародній науково-технічній конференції «Форум гірників» (м. Дніпро, – 2017, 2018 рр.); Всеукраїнській наук.-техн. конф. «Сучасні технології ведення буровибухових робіт та безпека застосування гранульованих і емульсійних вибухових речовин. Їх економічна ефективність і

техногенна безпека”, (Кременчук, 2016 р.); Міжнародній науково-технічній інтернет-конференції “Іноваційний розвиток гірничо-добувної галузі” (м. Кривий Ріг, 2016, 2018 рр.); Всеукраїнській науково-технічній конференції студентів, аспірантів і молодих вчених “ Молодь: наука та іновації ” (м. Дніпро, 2018 р.);

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковані 23 наукових роботи, з них: 3 – входять до міжнародної науково-метричної бази даних Scopus, 3 – опубліковані у фахових виданнях, 17 - тезах і доповідях на міжнародних і українських конференціях.

Структура и обсяг роботи. Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел із 151 найменування на 20 сторінках. Загальний обсяг дисертації становить 148 сторінок, 51 рисунок і 10 таблиць.

РОЗДІЛ 1

АНАЛІЗ ТЕОРЕТИЧНИХ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ІНІЦІЮВАННЯ ВИБУХОВИХ РЕЧОВИН ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Вивчення можливості лазерного ініціювання детонації вибухових речовин та закономірностей і механізму взаємодії лазерного випромінювання з вибуховими речовинами в перші два-три десятки років не були орієнтовані на вирішення проблем екології навколишнього середовища та безпеки робіт у гірничовидобувній промисловості. Взагалі цей напрямок досліджень характеризувався як фундаментальний, який мав зацікавленість з боку військових.

Перші результати робіт з лазерного ініціювання вибухових речовин використовувалися в космічній техніці та машинобудуванні для підривання піропатронів. Лише з кінця 80-х років 20-го сторіччя з'явилися реальні можливості для будування майбутньої моделі масових підривних робіт на гірничих підприємствах. Перші роботи за цією темою були опубліковані фахівцями Національного технічного університету «Дніпровська політехніка» (1995 р.).

Неоцінимий внесок у розвиток досліджень внесли такі наукові заклади як Лос-Аламоська лабораторія (США), Кавендишська лабораторія (Кембрідж, Великобританія), Токийський університет (Японія), Російські наукові заклади: Інститут хімічної фізики АН СРСР, Томський політехнічний університет, Санкт-Петербурзький технологічний університет, Самарський державний аерокосмічний університет; Кемеровський державний університет та інш. Інститут технічної механіки НАН України (м. Дніпро), Національний технічний університет «Дніпровська політехніка» (м. Дніпро) і багато інших наукових та науково-технічних закладів світу.

У цій галузі знань відомі такі учені як Б.П. Адуєв, Е.Д. Алукер, А.М. Барановський, В.К. Боболев, Ф. Боуден, А.А. Бріш, А.Г. Вознюк, В.А. Волкова,

І.А. Галєєв, А.В. Долголаптев, С.А. Душенюк, Б.Н. Зайцев, М.О. Ілюшин, А. Іоффе, В.Ю. Карабанов, А.А. Котомін, В.І. Корепанов, В.Г. Крігер, В.М. Лісцин, Н.А. Леоненко, Є.Ю. Морозова, В.Є. Олександров, Н.А. Сазоннікова, В.В. Соколов, В.І. Таржанов, А.В. Чернай, І.В. Целінський., В.П. Ципілев., J.T. Hagan, M.M. Chaudhri, M.B. Agranat. A.A. Wasserman, R.J. Cyiao, L.C. Yang, D.W. Harper, L. Chen та багато інших.

1.1 Чутливість вибухових речовин і світлочутливих вибухових композитів до дії лазерного моноімпульсу

Вивчення процесу запалювання вибухових речовин (ВР) імпульсними потоками світла почалося в шестидесяті роки. В якості джерела світла використовувалися кварцові імпульсні лампи, потужнострумний іскровий розряд у повітрі, фронт ударної хвилі. Тривалість світлових імпульсів знаходилася в межах 10^{-3} - 10^{-6} с. Вивчалася дія світла на азиди срібла, свинцю, нітрид срібла, тен, стифнат свинцю та інші речовини. Результати досліджень найдетальніше викладені в роботах [1, 2].

Для з'ясування механізму запалювання були виміряні спектри поглинання ряду ВР на спеціально підготовлених зразках. Так, азид срібла використовувався у вигляді тонких прозорих пластинок завтовшки 10^{-4} - 10^{-5} м. Результати вимірів [1] показали, що при кімнатній температурі ця речовина сильно поглинає світло з довжиною хвилі менше $\lambda = 0,35$ мкм. Коефіцієнт поглинання при $\lambda = 0,3$ мкм складає приблизно 10^3 см⁻¹, різко збільшується при подальшому зменшенні довжини хвилі. При $\lambda > 0,385$ мкм, аж до ближньої інфрачервоної області спектру, поглинання невелике. Подібні результати отримані й для інших вибухових речовин, таких як азиди талія і свинцю, фульмінат срібла, стифнат свинцю, тен [1].

Дані по виміру спектральних коефіцієнтів поглинання світла ВР дозволили запропонувати тепловий механізм запалювання, який полягає в тому, що світло в синій і ультрафіолетовій частині спектру поглинається в тонкому шарі ВР

(завтовшки 10^{-3} - 10^{-4} см) і викликає його розігрівання до температури активації екзотермічної хімічної реакції. На важливу роль короткохвильового випромінювання в запаленні ВР вказують експерименти по запаленню стифнату свинцю світлом від іскрового розряду [1]. Між іскровим проміжком і ВР встановлювали кварцевий екран або водяний фільтр. Енергії запалювання в обох випадках виявилися близькими, незважаючи на те, що інфрачервоне випромінювання послаблювалося водяним фільтром в значно більшому ступені, ніж кварцевою пластинкою.

Висновок про визначальну роль у процесі запалювання тонкого поверхневого шару речовини підтверджується рядом інших результатів. Наприклад, в роботі [2] повідомляється, що ініціювання азиду свинцю не залежить від чистоти матеріалу, дисперсності та щільності зразка. Крім того, в цій роботі помічений вплив розльоту продуктів розкладання речовини на параметри запалення, що характерно для великих показників поглинання світла ВР [3]. Вивчалася також зміна мінімальної енергії займання залежно від початкової температури зразка ВР [1]. Показано, що між енергією запалювання і температурою ВР існує лінійна залежність. Збільшення температури призводить до зниження енергії ініціювання, що узгоджується з теорією поверхневого теплового запалювання [4].

Детальніші дослідження, зокрема виміри фотопровідності, показали, що на початковій стадії процесу ініціювання разом з чисто тепловим розкладанням речовини можливе протікання фотохімічної реакції при дії випромінювання, спектр якого відповідає області поглинання речовини. Так, при запаленні азидів металів спочатку відбувається фотохімічне розкладання поверхневого шару речовини, а потім тепло, що виділилося при розкладанні, прискорює розвиток реакції по тепловому механізму [1]. Таким чином, в результаті проведених експериментальних і теоретичних досліджень ініціювання ВР імпульсними джерелами світла суцільного спектру встановлено, що процес запалювання розвивається в поверхневому шарі речовини в результаті його розігрівання світлом в ультрафіолетовій і синій частині спектру. З появи оптичних квантових

генераторів розпочалися дослідження процесу запалення ВР лазерним випромінюванням. Більшість експериментів проведена з використанням наносекундних (тривалість імпульсу $\tau = 20-50$ нс), мікросекундних ($\tau = 0,5-0,7$ мкс) та мілісекундних ($\tau \sim 1$ мс) імпульсів неодимового (довжина хвилі $\lambda = 1,06$ мкм) та рубінового ($\lambda = 0,69$ мкм) лазерів (див. табл. 1.1, показана у роботі [46]).

Таблиця 1.1 – Критична щільність енергії запалення ВР лазерним імпульсним випромінюванням за даними М.О. Ілюшина [46]

Вибухова речовина	Довжина хвилі випромінювання λ , мкм	Тривалість імпульсу τ , с	Порогова щільність енергії запалення $E_{кр}$, Дж/см ²	Коментар	Джерело інформації		
1	2	3	4	5	6		
Азид срібла	1,06	$5 \cdot 10^{-8}$	0,02	Вільна поверхня. Тиск пресування $P_{пр}=0,5$ кбар	[5]		
		10^{-3}	2,1				
Азид свинцю		$5 \cdot 10^{-8}$	0,1				
		10^{-3}	3,0				
Гримуча ртуть		$5 \cdot 10^{-8}$	1,0				
		10^{-3}	3,0				
ТНРС		$5 \cdot 10^{-8}$	0,4				
		10^{-3}	2,2				
Азид свинцю		10^{-3}	0,8			$P_{пр}=15$ кбар	[6]
		$3 \cdot 10^{-8}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$				
	$6 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	[7]				
	10^{-7}	0,8	Насипна щільність	[8]			
β -азид свинцю	0,69	$8 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	Мононокрістали 40 мкм×200 мкм× ×10 мм	[9]		

тен		$4 \cdot 10^{-8}$		Тиск притиснення: $P_{ВН} = 20$ кбар	[10]	
тен	0,69	$4 \cdot 10^{-8}$	10^3	$P_{ВН} = 100$ бар	[10]	
		$3 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$P_{ВН} = 14$ кбар		
	1,06	$3 \cdot 10^{-9}$	$10^3 - 10^4$	Вільна поверхня	[12]	
Октоген	0,69	$3 \cdot 10^{-8}$	15	$P_{ВН} = 100$ бар	[10]	
Гексоген			30			
Піроксилін			60			
0,45Si + 0,55P ₃ O ₄	1,06	10^{-3}	10,6		[11]	
-“-			$2 \cdot 10^{-8}$			2,9
0,25Al+0,75K			10^{-3}			6,6
C10 ₄			$2 \cdot 10^{-8}$	5,0		

Аналізуючи отримані результати, зупинимося на питаннях, що мають відношення до проблем механізму запалення ВР і практичних застосувань методу лазерного ініціювання. Попри те, що більшість досліджених ВР слабо поглинають випромінювання неодимового і рубінового лазерів, у ряді робіт отримані значення критичної щільності енергії запалення, виявилися порівняльними або меншими відповідної щільності енергій, вимірених при ініціюванні світла безперервного спектра. Це видно з табл. 1.1, в якій приведені відомі нині літературні дані. Окрім цього, як і слід було очікувати, результати досліджень показують, що чутливість до дії лазерного імпульсу ВР, що ініціюють, значно вища, ніж чутливість вторинних ВР. Іншими словами, загальновизнаний ряд чутливості ВР, в основному, корелюється з чутливістю до лазерного випромінювання.

Дані таблиці 1.1 свідчать про деякі закономірності, встановлені дослідниками. На прикладі ініціювання порошку тону з вільною відкритою

поверхнею і порошку тену з поверхнею, вкритою скляною пластиною, отримані протилежні результати. У першому випадку підірвати тен не вдалося, а у другому були отримані 100 відсоткові позитивні результати. Це передусім свідчить, що дуже важливим параметром є замкнений простір, який не дає змоги вільно розвантажуватися продуктам вибуху.

З результатів, наведених у табл. 1.1, виходить, що чутливість ВР до дії лазерного випромінювання залежить від тривалості лазерного імпульсу: збільшення тривалості імпульсу призводить до зростання порогу запалення, а зменшення – навпаки [5, 8, 12].

Як правило добавки сенсibilізаторів або флегматизаторів у ВР призводять відповідно до збільшення або зменшення чутливості ВР. Тобто, незалежно від джерела зовнішньої енергії, яку використовують для ініціювання ВР, вплив сенсibilізаторів або флегматизаторів при дії лазерного імпульсного випромінювання абсолютно такий, як при електричному чи вогневому ініціюванні. Такий висновок було зроблено у роботі [14, 15] під час дослідження тену. Але в роботі [16] показано, що тен під тиском $1,76 \times 10^8$ Па з добавками сажі 0,1-1 % демонструє підвищення чутливості. Цей ефект пов'язаний з тим, що ВР із сажею використав надмірну енергію, яку було запасено під час стиску. Після того, як мікрочастки ТЕНу були піддані стиску 2×10^8 Па [16-19], майже на три порядки до лазерного імпульсу збільшується чутливість тена з добавкою (до 1 %) мікрочастинок алюмінію. Мінімальна щільність енергії запалювання складає $\leq 0,1$ Дж/см². Аналогічні експерименти проводили з азидом свинцю [20] в інтервалі тисків $(1-15) \times 10^8$ Па.

У наукових статтях [13, 5, 10, 20] та інших джерелах інформації наведені результати експериментальних досліджень закономірностей, які характеризують фізичні та хімічні особливості взаємодії випромінювання лазерного моноімпульсу з енергонасиченими речовинами – первинними і вторинними ініціюючими вибуховими речовинами. Наприклад, показано, що ВР в умовах зростання зовнішнього тиску стають більш чутливими до лазерного ініціювання, тобто із зростанням тиску щільності енергії ініціювання зменшується. Окремо

слід прокоментувати цікавий експериментальний результат, який полягає в тому, що при скиданні тиску і подальшій дії величина щільності критичної енергії запалювання ($E_{кр}$) азиду залишається незмінною і відповідає максимальному стискуванню. Такий результат отримано для азидів свинцю і срібла. Що стосується таких первинних ВР як тринітрорезорцинат свинцю, гримуча ртуть і вторинних – тен, тетрил, октоген, гексоген – такий ефект не спостерігався.

Для практичних цілей, а також для розуміння механізму запалювання важливе значення мають дослідження оптичних властивостей ВР. У роботах [5, 12, 21-27] виміряні фізичні характеристики послаблення k_λ і коефіцієнти дифузного відбиття R_λ ряду ВР наведені у [28, 29] (табл. 1.2).

Коефіцієнти R_λ вимірювалися за допомогою інтегруючої сфери кульового фотометра. Використання зразків баритового еталону (з відомим значенням коефіцієнту відбиття) використовувалося для визначення абсолютного значення R_λ . Більша частина лазерного випромінювання відбивається від зразків ВР. Цей ефект спостерігається на довжині хвилі $\lambda = 1,06$ мкм (лазер на неодимовому склі) і $\lambda = 0,69$ мкм (рубіновий лазер).

Таблиця 1.2 – Фізичні характеристики і послаблення і коефіцієнти дифузного відбиття деяких первинних ВР

Вибухова речовина	Щільність г/см ³	Довжина хвилі, мкм	Поглиналисть на здатність k_λ , см ⁻¹	Коефіцієнт відбиття R_λ , %	Коментар	Джерело
1	2	3	4	5	6	7
Тен	1,0	1,06	155	-	Дисперсність 3000 см ² /г	[21]
		0,69	-	79	-	
		1,06	-	81	-	[22]
		0,69	40	-	-	[6]
Октоген	1,7	0,36		87	-	[23]
		1,06	6,6	75	-	[22]

Продовження табл. 1.2

1	2	3	4	5	6	7
Октоген	1,7	0,69	20	–	–	[6]
			120	–	–	[22]
Октоген+ 1 % сажі		1,06	–	87	–	[23]
			–	75	–	
Гексоген		1,06	5,7	71	–	[22]
			175	3,5	–	
Азид свинцю	1,5-2,8	0,69	1200	>90	–	[2]
		0,69	–	78	9-20 мкм	[22]
		1,06	–	85	–	[24]
Тетрил	1,62	1,06	18,4	–	–	[25]
Сплав ТГ 40/60	1,67	1,06	4,3	–	–	

Роль повітря в порах ВР під час дії лазерного випромінювання у випадках стиску від $2,7 \text{ Па}$ до 10^6 Па не була помітною, тому й відмінності не встановлено. Якщо ж замість повітря буде інший газ (наприклад, аргон), то слід очікувати істотних відмінностей ролі газів у процесах ініціювання ВР. Ця думка ґрунтується на тому, що щільність оптичного пробою енергії в аргоні й повітрі при 10^5 Па відрізняється майже у 10 разів. Відмінність зростає на два порядки, якщо зменшити тиск повітря на п'ять порядків. Очікувана аномально велика відмінність може спостерігатися, коли замість аргону заповнити пори ВР ксеноном, неоном чи іншим газом, у якого перша енергія іонізації в ряду інертних газів буде найменшою. Це довели у своїх експериментах фахівці Національного технічного університету “Дніпровська політехніка” під час виконання експериментальних робіт.

Досвід експериментальних досліджень, отриманий за останні три десятиріччя 20-го сторіччя в області збудження хімічних реакцій у ВР, було отримано нові закономірності, обґрунтовано фізичні механізми ініціювання детонації у ВР, використано для виготовлення світлочутливих первинних вибухових композитів і лазерних систем ініціювання зарядів ВР.

Первинна вибухова речовина є головним елементом якої завгодно системи ініціювання не тільки за надійність підривання, але і за визначенням безпекової складової та прецизійності спрацювання засобів підривання.

1.2 Світлочутливі вибухові композити для лазерних засобів підривання

Світлочутливі вибухові композити (СВК) являють собою полімерну матрицю, в якій розміщені мікрочастинки вибухової речовини [30-32]. У цих та інших роботах процес запалювання світлочутливих вибухових композитів, табл. 1.3, ініціює багатократне розсіювання лазерного випромінювання в об'ємі композиту.

Таблиця 1.3 – Деякі вибухові та фізичні характеристики світлочутливих вибухових композитів за даними [33-35]

СВК, Тип ВС	Щільність ρ , г/см ³	Швидкість детонації D , км/с	Чутливість до тертя, кгс/см ²	$T_{\text{нир}}$, К	Критична енергія запалення $E_{\text{кр}}$, Дж/см ²
1		6,5	–	573	<0,1
2	3,00		–	2073	$2,3 \cdot 10^{-3}$
3	1,97		–	553	>13
4	2,03		–	538	>16
5	1,94		–	305	>12
6	1,95	7,71	–	471	1,3
7	4,6		–	623	$5 \cdot 10^{-3}$
8	1,97	7,14	1900	–	>14
9	1,81	7,43	600	–	>14
10	2,05	8,03	840	–	>7
11	2,08	–	4800	–	>15
12	1,83	6,42 ($\rho=1,74$)	3600	–	>15
13	1,88	8,94	1700	–	>16
14	1,88	–	200	–	>13
15	1,2		–	–	14 (горіння)
16	1,1	5,1	–	412	$12 \cdot 10^{-3}$
17	–	6,7	–	455	$40 \cdot 10^{-3}$

Впевненість існування цього механізму має неодноразове експериментальне підтвердження і теоретичну обґрунтованість у роботах фахівців Дніпровської політехніки (і Санкт-Петербурзького технологічного

університету) впродовж 1993-2005 рр. За безпосередньої участю професорів: д.х.н. М.О. Ілюшина, д.ф.-м.н. А.В. Черная, д.т.н. В.В. Соболева та їх колег було досліджено концентрації зв'язуючого матеріалу, товщини зразків СВК і геометричної форми лазерного пучка на чутливість до дії лазерного моноімпульсного випромінювання. Отримання світлочутливих композитів значно розширило пошук первинних ВР для лазерних засобів підривання. За даними М.О. Ілюшина [46] зараз у світі відомо більше 100 найменувань ВР для виготовлення зразків СВК. У дослідженнях використовувався композит ВС2, який характеризується аномально низькою чутливістю до дії лазерного моноімпульсу.

Результати досліджень впливу концентрації полімеру й товщини зразка СВК на чутливість до лазерного моноімпульсу опубліковані в роботах [29-34], у яких досліджено деякі СВК, показані у табл. 1.3. Полімери ПМВТ-3М і ПММ використовувалися в якості матриці світлочутливого вибухового композиту. Концентрація полімеру змінювалася у діапазоні 10-50 %. В експериментах досліджувався важливий при практичному застосуванні такий параметр як чутливість СВК до дії лазерного моноімпульсу.

В експериментах лазерний пучок діаметром 1,5 мм на напіввисоті інтенсивності лазерного випромінювання (рис. 1.1) розширявся негативною лінзою до діаметра 4,5 мм, тобто розмір зображення на зразку СВК збільшувався в три рази (рис. 1.2).

За результатами експериментів [29-35] були отримані наступні закономірності, які слід враховувати при моделюванні та конструюванні оптичних детонаторів за класичною схемою або мікродетонаторів з монозарядом СВК.

На рис. 1.1 залежність чутливості композиту ВС2 до дії лазерного випромінювання (діаметр пучка 1,5 мм) виражається кривою, близькою до параболи, при цьому максимум чутливості E_s композиту лежить на вершині параболи, що відповідає концентрації маси полімеру 20 %. Збільшення або

зменшення концентрації маси полімеру призводить до зменшення чутливості ВС2.

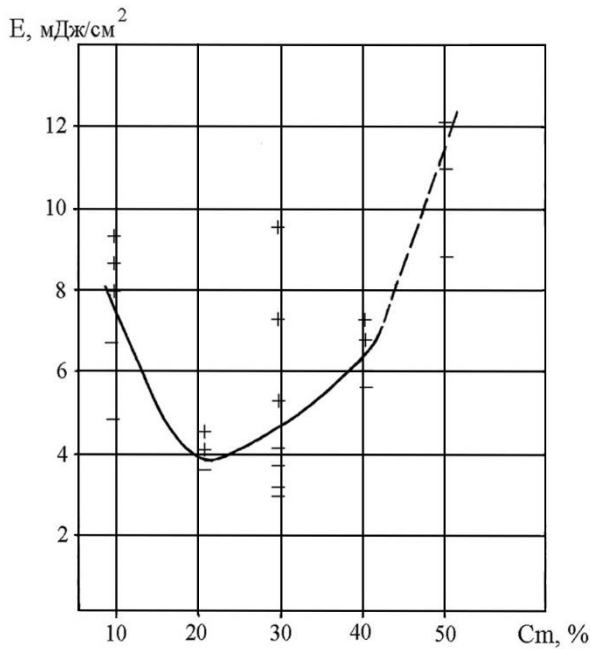


Рисунок 1.1 – Чутливість композиту ВС2 до лазерної дії. Зв'язка з ПМВТ–3М, діаметр лазерного пучка 1,5 мм [35]

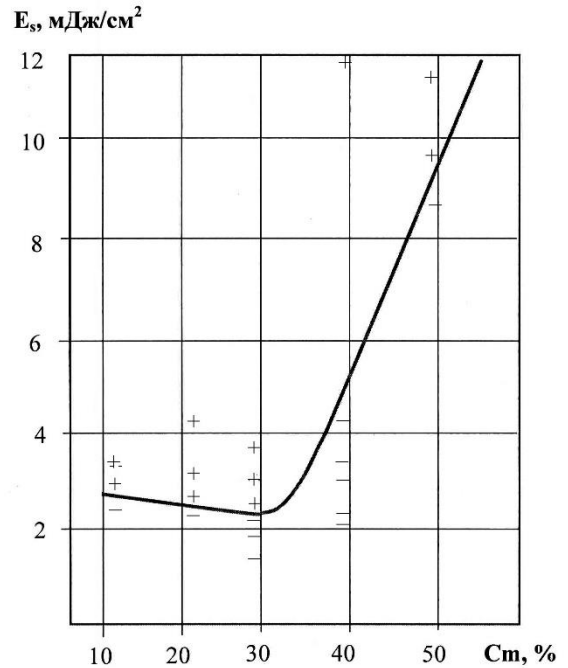


Рисунок 1.2 – Чутливість композиту ВС2 до лазерного імпульсу. Зв'язка з ПМВТ–3М, діаметр пучка 4,5 мм [35]

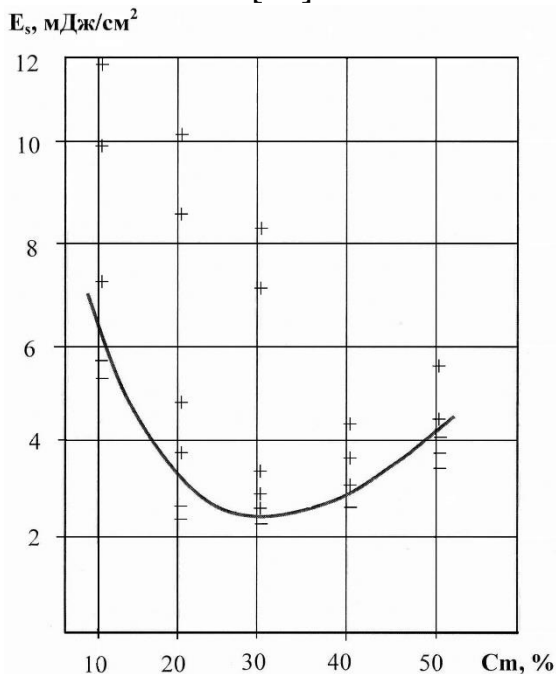


Рисунок 1.3 – Чутливість композиту ВС2 до лазерного імпульсу. Зв'язка з ПММ, діаметр пучка 4,5 мм [35]

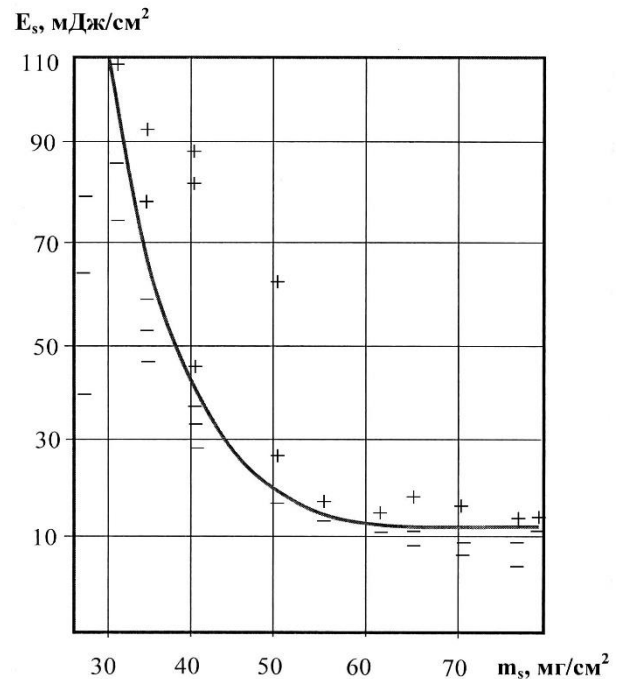


Рисунок 1.4 – Залежність чутливості композиту ВС16 від товщини зразка; діаметр пучка 4.5 мм [35]

Збільшення діаметра лазерного пучка від 1,5 мм до 4,5 мм зменшує значення мінімальної чутливості ВС2 до лазерного моноімпульсу майже у два рази, при цьому концентрація полімеру, яка відповідає мінімальному значенню чутливості збільшилася до 30 %; якщо на рис.1.1 залежність чутливості від дії лазерного імпульсу наближено могла бути вираженою квадратичною функцією, то на рис. 1.2 закономірний характер у певному сенсі буде тільки дотримуватися встановленої тенденції – збільшення або зменшення концентрації маси полімеру призводить до зменшення чутливості композиту ВС2. Якщо пересуватися від точки максимальної чутливості в бік збільшення концентрації полімеру, то спостерігається дуже різке зменшення чутливості. При зменшенні концентрації полімеру темп збільшення чутливості має характер дуже повільний. Зразки ВС2, що містять 50% полімеру, підірвання спостерігається тільки частини покриття.

Чутливість ВС залежить від концентрації зв'язуючого матеріалу: при збільшенні вмісту полімеру щільність енергії запалювання зменшується, досягаючи мінімального значення, а потім, при подальшому збільшенні концентрації полімеру, зростає, тобто, чим менше радіус, тим більше щільність енергії запалювання, що співпадає з результатами цитованих вище робіт.

Результати експерименту за визначенням E_s залежно від концентрації полімеру ПМВТ-3М і ПММ проілюстровано на рис. 1.2 і 1.3. Мінімальне значення щільності енергії запалювання відповідає $c_m \approx 30\%$ і дуже близькі абсолютні значення мінімуму E_s , попри те, що в першому та другому випадку використовувалися полімерами ПМВТ-3М і ПММ відповідно.

Зв'язок характеристики чутливості E_s і експериментально вимірюваної енергії $W_{\text{екс}}$ знаходять із виразу, запропонованому в роботі [29,]

$$E_s = 9,05 W_{\text{екс}}.$$

Усі вивчені світлочутливі вибухові композити характеризуються залежністю чутливості до дії лазерного випромінювання від поверхневої щільності шару покриття. Яскравим прикладом є експериментальні результати дослідження з лазерного ініціювання композиту ВС16, рис. 1.4. При товщині

шару покриття $m_s \sim 60\text{--}90 \text{ мг/см}^2$ крива залежності асимптотично наближається до максимуму чутливості композиту відносно дії лазерного випромінювання. При зменшенні товщини шару покриття від $m_s \sim 60\text{--}90 \text{ мг/см}^2$ до 25 мг/см^2 чутливість композиту зменшується, а з щільністю маси 20 мг/см^2 ініціювати яке-небудь хімічне перетворення в композиті не вдалося. У структурі досліджуваного ВС16 не виявлено слідів механічного чи теплового руйнування, а також навіть часткового розкладання композиту, що чітко узгоджується з даними щодо поширення світла в розсіюючих середовищах [36].

У формуванні осередку запалювання важливу роль виконує вільна поверхня зразка СВК, про що свідчить результат, показаний на рис. 1.4.

Експериментальні результати, отримані у Державному технічному університеті “Дніпровська політехніка” [35] (Санкт-Петербурзькому державному технологічному інституту «Технологічний університет») доводять, що ініціювання хімічних реакцій у СВК лазерним моноімпульсом, “є освітленість в об’ємі СВК і хвилі розвантаження, що поширюються з боку вільної поверхні” [35].

1.3 Оптичні детонатори для лазерних систем підривання зарядів вибухових речовин

У системах ініціювання зарядів ВР одним з найважливіших елементів, що визначають ступінь безпеки виконання вибухових робіт, є засіб підривання зарядів ВР: капсуль-детонатор (КД) або електродетонатор (ЕД). Причиною високої небезпеки є високочутливий до зовнішніх впливів заряд первинної вибухової речовини: азида свинцю, азида срібла, гримуча ртуть, стифната свинцю та ін. [35-38]. Для збільшення ступеня безпеки проведення вибухових робіт необхідно застосовувати первинні ВР низької чутливості до теплових, механічних і різних електромагнітних впливів [39-42], що є однією з найбільш пріоритетних задач в області створення безпечних засобів підривання.

Санкт-Петербурзьким державним технологічним інститутом і НТУ

“Дніпровська політехніка” вперше у світі створена технологія отримання світлочутливих вибухових композитів до дії лазерного імпульсного випромінювання [30-32]. Було встановлено, що зразки композитів проявляють високу чутливість тільки до впливу випромінювання лазерного моноімпульса і можуть бути використані в якості первинної ВР в оптичних детонаторах лазерних систем.

Серед десятка перспективних світлочутливих вибухових композитів найбільш перспективними (за критерієм мінімальної енергії запалювання) для використання в засобах висадження лазерних систем слід виділити речовини марки ВС2, ВС7, ВС16 і ВС17 [43, 44]. В якості первинних ініціюючих композитів нами будуть використані ВС2, що характеризується аномально високою чутливістю до лазерного випромінювання, і ВС17, що задовольняє практично всім вимогам технічної та екологічної безпеки [44-48]. Третьою первинною ініціюючою ВР буде новий світлочутливий вибуховий композит, що представляє собою полімерну матрицю з мікрочастинками азиду свинцю. У роботах досліджено найбільш чутливі до лазерного моноімпульсу світлочутливі вибухові композити, які можна рекомендувати в якості первинних СВК до використання в оптичних детонаторах, табл. 1.4.

Таблиця 1.4 – Критична енергія ініціювання СВК лазерним імпульсним випромінюванням [45]

Композити на основі комплексних перхлоратів	Критична густина енергії запалювання E_k , Дж/см ²
ВС2	$2,3 \times 10^{-3}$
ВС7	5×10^{-3}
ВС16	12×10^{-3}
ВС17	40×10^{-3}

Для виготовлення світлочутливих композитів перспективною вибуховою речовиною є пероксид уротропіну – ГМТД або композит на його основі – ВС17, як одна з відомих екологічно безпечних ВР. Кисневий баланс негативний -

92,2 %. Теплота вибуху становить 5080 кДж/кг. Температура вибуху 2370 °С; обсяг газів 813 л/кг. Детонує від удару, променя вогню вогнепроводного шнура. Мінімальний заряд по тетралу 0,05 г тротиловий еквівалент 1. Недоліками є відносна нестійкість і несумісність з металами. Характеризується підвищеною чутливістю до механічних впливів.

З моменту винаходу (1863 р) капсуля-детонатори (КД) споряджаються первинною ініціюючою ВР (ПВР) і вторинною ініціюючою ВР (ВІВР). На цей час КД споряджається переважно азидом свинцю. Недоліком КД з ПВР є висока небезпека в використанні при виробництві, зберіганні, транспортуванні та застосуванні через використання в конструкції ПІВВ. Тому зниження небезпеки промислових детонаторів є актуальною задачею.

Історія досліджень і створення конструкції детонаторів без заряду високочутливого ПВР налічує понад 40 років. За способом ініціювання вторинної ВР (ВІВР) в КД дослідження проводяться в наступних напрямках:

- ударом [49-51],
- високовольтним розрядом [52],
- закачуванням в КД і подальшим підривом вибухової газової суміші [53-56],
- випромінюванням лазерного моноімпульсу [39, 40, 45, 69, 57, 58],
- з використанням п'єзоелектричного впливу [59],
- закономірностей переходу горіння БВР в детонацію [60-64].

Аналіз експериментальних і теоретичних досліджень, викладених у цитованій літературі, свідчить на користь вибору лазерного способу ініціювання зарядів світлочутливих вибухових композитів [43-46, 65-71,]. Як показує досвід [43-46, 72-77], у тому числі, в космічній галузі [78], при використанні в гірничій справі [79], у машинобудуванні [80, 81]. Найбільш перспективний напрямок досліджень, пов'язаний з синтезом нового класу первинних ІВР – світлочутливих вибухових композитів для лазерних систем ініціювання, які за рівнем небезпеки не перевищували б вторинні ІВР (тен, тетрил).

Аналіз інформації, отриманої з відкритих джерел [30-32, 46-48], свідчить про те, що вибухові та фізико-хімічні характеристики штатних первинних ВР не відповідають більшості вимог з боку сучасних технологій і безпекової складової у гірничій справі. Наприклад, первинна ВР (відповідно і оптичний детонатор) повинна задовольняти наступним вимогам:

- мати низьку чутливість до механічних дій і зарядів статичної електрики;
- бути термічно стабільними не менше, ніж до 500 К;
- бути нечутливими до вологи і світла;
- бути інертними до будь-яких зовнішніх електромагнітних наведень;
- бути хімічно стабільними під час довготривалого зберігання;
- не містити металів першої групи токсичності;
- виробництво повинно бути простим і економічно виправданим.

Синтез первинних світлочутливих вибухових композитів з урахуванням вищезазначених критеріїв сприяє створенню безпечної, технічно надійної і багатофункціональної, ефективною та прецизійною оптичної системи ініціювання. Особливої актуальності це питання набуло у гірничовидобувній промисловості під час виконання масових вибухів [36-38,82].

1.4 Оптичний квантовий генератор оптичної системи ініціювання детонації зарядів вибухових речовин

В якості джерела випромінювання рекомендується використати твердотілий оптичний квантовий генератор (ОКГ) на неодимовому склі, який працює в режимі модуляції добротності резонатора (режим моноімпульса) - конструкції НТУ “Дніпровська політехніка” [83]. У цьому режимі тривалість випромінювання складає $(20-30) \times 10^{-9}$ с. Вибір цього режиму обумовлений тим, що чутливість ВР до дії таких коротких імпульсів значно вища, ніж при дії мілісекундного імпульсу (режим вільної генерації). Точність часу спрацьовування ОД на два порядки вища, ніж при електричному ініціюванні ВР.

Основні вимоги, що висовуються до ОКГ, є наступними: невелика маса, надійність роботи, нескладність у поводженні, декілька каналів у єдиному резонаторі. Лазер з декількома каналами (активних елементів) і електронною комутацією між ними дозволяє здійснювати підривання окремих серій зарядів із заданою часовою затримкою.

Маса ОКГ визначається, в основному, накопичувачами електричної енергії – конденсаторами. Їх маса залежить від енергії спрацьовування оптичного детонатора, втрат світлової енергії у волоконній мережі і числа зарядів, що одночасно підриваються.

Електронна комутація між лазерами дозволяє забезпечувати затримку генерації одного каналу відносно іншого з високою точністю. Так, якщо діапазон затримки часу між каналам передбачений від 0 до 80 мс, максимально можлива точність спрацьовування може не перевищувати 0,1 мс.

Ініціювання зарядів можна здійснювати в будь-якому місці шпурового або свердловинного заряду ВР, не збуджуючи при цьому детонацію (чи вигорання) заряду в місці контакту зі світловолоконним кабелем, як це спостерігається при підриванні за допомогою детонаційного шнура.

Конструкція ОКГ передбачає запас потужності та має практично необмежений фізичний потенціал. Наприклад, ОКГ з енергією 500 мДж (вага 11 кг) здатний одночасно підірвати 5000 зарядів ВР і з таким же успіхом може бути використаний при підриванні одночасно усієї поверхні плоского заряду площею 4 м² або маси СВК об'ємом близько 1 мм³.

Окрім ламп накачування, активних елементів, джерел живлення, електронного блоку комутації між лазерами, у конструкції ОКГ слід передбачити блок контролю цілісності вибухового ланцюга. Передусім це контроль контакту світлопровідних кабелю з шаром СВК в оптичних детонаторах світлопровідних кабелів у з'єднувачах і розгалужувачах. ОКГ призначений для ініціювання декількох зарядів ВР в певній тимчасовій послідовності. Лазерна установка повинна утримувати три оптичні канали, кожен з яких забезпечує один імпульс випромінювання з довжиною хвилі 1,06 мкм, енергією 150 мДж і характерною

тривалістю в декілька десятків наносекунд, імпульси в трьох оптичних каналах повинні рухатися один за одним з інтервалом, регульованим в межах від 0 до 80 мс. Живлення установки здійснюється від мережі змінного струму 220 в, 50 гц, або постійного струму 12 В.

На рис. 1.5 показаний перший експериментальний зразок ОКГ, виготовлений в 1995 році в Національному гірничому університеті.



а

б

Рисунок 1.5 – Загальний вигляд ОКГ: *а* – з кришкою, *б* – без кришки

Силовим елементом конструкції, що несе, є масивна плита з дюралюмінію розмірами 420×130×18мм. Згори на цій плиті розміщений оптичний блок лазерної установки. Знизу до плити кріпляться накопичувальні конденсатори, що займають приблизно 2/3 об'єми електричного відсіку, блок живлення й панель управління лазерної установки. У плиті є декілька наскрізних отворів, через які проходять дроти з електричного відсіку для живлення та запалення імпульсних ламп. Зовні оптичний і електричний відсіки закриті кожухами, які кріпляться до плити, що несе. У верхньому кожусі є отвір з різьбовою заглушкою для виведення випромінювання. У нижньому кожусі є отвір для доступу до панелі управління, рис. 1.5, *а*.

На рис. 1.5 показана лазерна установка зі знятою верхньою кришкою, завдяки чому можна бачити як влаштована оптична система. На плиті закріплені

дві оправи з дзеркалами резонатора, оправа кювети з барвником і блок оптичних головок. Активні елементи оптичних головок з фосфатного скла марки ЛГС- 55 з концентрацією іонів неодима 4 % мають розміри $\varnothing 5 \times 100$ мм.

Усі три активні елементи поміщені в загальний резонатор (рис. 1.6), утворений двома плоскими дзеркалами з коефіцієнтами відбивання 39 % і 99 % для довжини хвилі 1,06 мкм. Кожне з дзеркал закріплене в оправі, конструкція якої дозволяє юстирувати дзеркало з точністю $10''$. На рис. 1.6 показана оптична голівка з трьома лазерами [84].

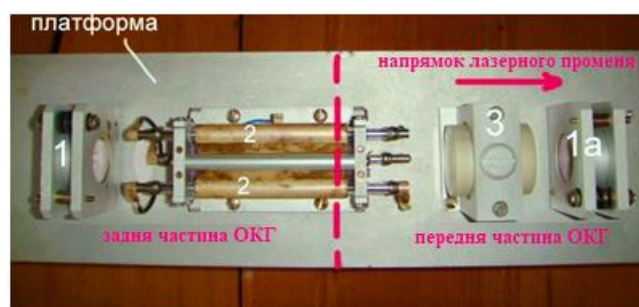


Рисунок 1.6 – Оптичний блок (вигляд зверху): 1 и 1а – плоскі дзеркала резонатора з коефіцієнтами відбивання 99 і 39 % відповідно; 2 – імпульсна ксенонова лампа накачування; 3 – кювета з барвником, що прояснюється; 4 – платформа.

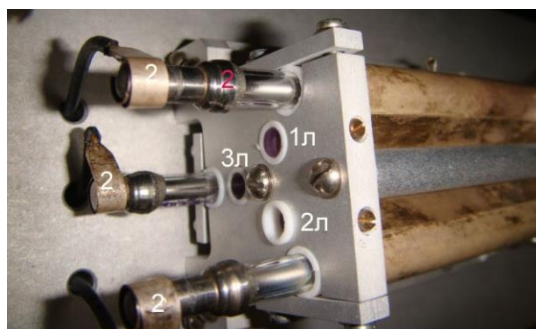


Рисунок 1.7 – Оптична голівка ОКГ: 1л, 2л, 3л – лазери; 2 – лампи-накачування

У табл. 1.5 приведені основні технічні характеристики експериментального зразка оптичного квантового генератора, в конструкції якого передбачені три лазери, розміщені в єдиному резонаторі.

Таблиця 1.5 – Технічні характеристики ОКГ

№	Найменування	Технічні характеристики
1	2	3
1	Кількість лазерів, шт	3
2	Активні елементи (лазери)	концентроване фосфатне неодимове скло
3	Довжина хвилі, мкм	1,06
4	Режим роботи	моноімпульс
5	Лазерна енергія, мДж	450 (3x150)
6	Тривалість імпульсу, нс	11
7	Інтервал між імпульсами лазерів, мс	від 0 до 80 (регульований)
8	Спосіб передачі моноімпульсу до заряду ВР:	1 – крізь повітряну атмосферу; 2 – оптоволоконним кабелем
9	Цикл роботи, ОКГ	Не більше 3 хв
10	Живлення, В	220 або 12
11	Споживана потужність, Вт	100
12	Плавкий запобіжник, А	1
13	Габарити, мм	425×130×300
14	Маса, кг	11

ОКГ є одним із найважливіших елементів оптичної системи ініціювання зарядів ВР – ОПСІН [85]. У систему входять оптичні детонатори з первинним світлочутливим вибуховим композитом, оптоволоконні кабелі та інші елементи підривної мережі, рис.1.8.

Аналіз складових компонентів ОПСІН показав, що окрім вдосконалення ОД і нової технології отримання первинних СВК і оптоволоконної підривної мережі, які повинні відповідати сучасним вимогам за рівнем безпеки,

продуктивності, сучасним технічним характеристикам і мати широкий діапазон фізико-технічних можливостей.

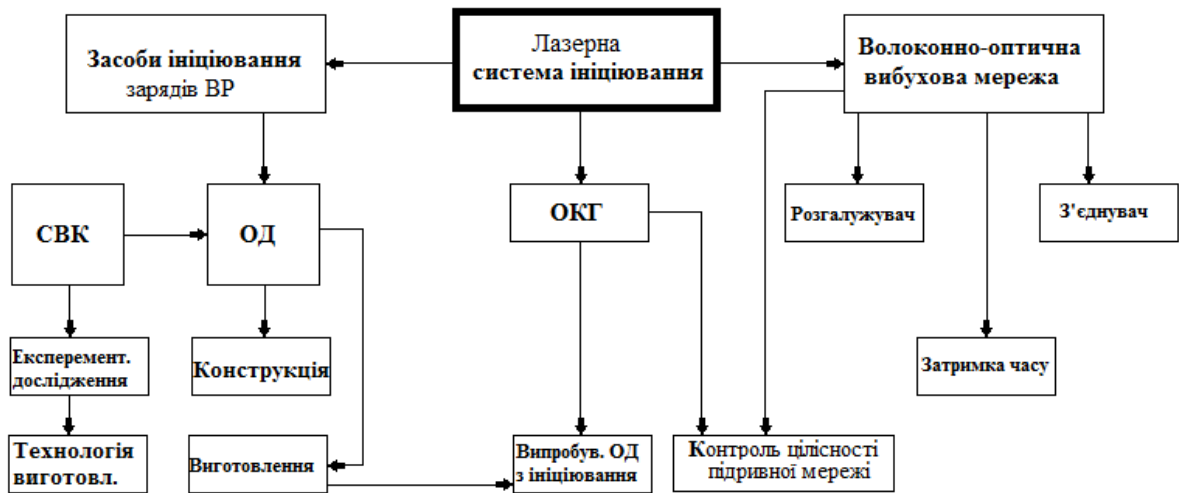


Рисунок 1.8 – Основні компоненти системи ОПСІН

З рис. 1.8 видно, що задача даної роботи полягає у розробці більш безпечного у поводженні оптичного детонатора з первинним СВК, надто чутливою до дії лазерного моноімпульсу.

1.5 Висновки, мета і задачі досліджень

З представленого вище аналізу робіт, присвячених проблемам ініціювання вибухових речовин лазерним імпульсом, можна зробити наступні основні висновки:

- чутливість СВК до дії ініціюючого лазерного моноімпульсу в декілька разів вища за чутливість чистих вибухових речовин;
- зниження порогу ініціювання СВК може бути здійснено збільшенням швидкості введення енергії лазерного випромінювання;
- при ініціюванні детонації СВК слід враховувати розмірний ефект – залежність порогу ініціювання від геометрії лазерного пучка та довжини хвилі випромінювання;
- традиційні ІВР проявляють високу чутливість до дії лазерного імпульсу

тільки при високих тисках пресування ($>10^8$ Па), що унеможливило використання їх первинних в оптичних детонаторах;

– не розроблені підходи або хоча б загальні принципи отримання (синтезу) ІВР для лазерних систем;

– роботи, спрямовані на підвищення чутливості штатних первинних ВР до лазерного випромінювання, на відміну від вторинних ВР, проводилися в незначній кількості досліджень;

– ефективне використання лазерних систем ініціювання зарядів ВР під час масових вибухів може бути із застосуванням світлочутливих вибухових композитів.

У зв'язку з викладеним вище була сформульована основна мета досліджень – встановити закономірності ініціювання світлочутливих вибухових композитів на основі азиду свинцю вузькими лазерними пучками для розробки обґрунтованої фізичної моделі і створення експериментального зразку оптичного детонатора для імітаційної лазерної системи ініціювання.

Для досягнення поставленої мети необхідно:

1. Виконати аналіз відомих механізмів запалювання ВР і оцінити їх можливість використання в процесах лазерного збудження детонації. Виконати аналіз існуючих конструкцій оптичних детонаторів і фізико-хімічних властивостей первинних світлочутливих вибухових речовин;

2. Виконати фізико-математичне моделювання розсіювання фотонів у дифузно-розсіючому середовищі вибухової речовини з використанням комп'ютерної симуляції для приблизного відтворення реальних явищ методом Монте-Карло.

3. Встановити закономірності впливу вузьких пучків лазерного моноімпульсного випромінювання на процес запалювання СВК на основі азиду свинцю;

4. Створити безпечний у поводженні і прецезійної дії лабораторний зразок оптичного детонатора, провести експериментальні дослідження впливу на його спрацювання імпульсного лазерного променя.

За результатами досліджень опубліковані роботи [28, 29, 68-71, 82, 84].

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 1

1. Боуден Ф, Иоффе А. Быстрые реакции в твердых телах. –М.: ИЛ, 1962. – 244 с.
2. Roth J. Initiation of Lead Azide by High-Intensity Light. *The Journal of Chemical Physics*. 1964. V. 41, № 7. С.1929.
3. Чернай А.В. Об иницировании химической реакции в ТЭНе. *Физика горения и взрыва*. 1982. Т.18, №6. С. 48–53.
4. Вилунов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ.– Новосибирск: Наука, 1984. 188 с.
5. Карabanов Ю.Ф., Боболев В.К. Зажигание иницирующих взрывчатых веществ импульсным лазерным излучением. *Доклады АН СССР*. 1981. Т. 256, №5. С. 1152–1155.
6. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Иницирование азидов свинца лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1978. Т.14, №4. С. 86–91.
7. Александров Е.И. Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения. *Физика горения и взрыва*. 1984. Т. 20, №6. С. 104-109.
8. Бриш А.А., Галеев И.А., Зайцев Б.Н. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора. *Физика горения и взрыва*. 1966. №3. С. 132.
9. Hagan J.T., Chaundhri M.M. Low energy Lazer initiation of single crys. of – lead aside . *J. Mat. Sci*. 1981. V. 16, №9. P. 2457-2466.
10. Карabanов Ю.Ф., Афанасьев Г.Т., Боболев В.К. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ. *Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.–Черногловка*. 1977. С. 5-8.
11. Быхало А.И., Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г. и др. Иницирование ТЭНа мощным лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1986. Т.22, №4. С. 110-113.
12. Барановский А.М. Зажигание прессованных смесевых составов

лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1983. Т.19, №3. С. 95-96.

13. Волкова А.А., Зинченко А.Д., Санин И.В. и др. Временные характеристики инициирования ТЭНа лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1977. Т.13, №5. С. 760–766.

14. Александров В.Е., Долголаптев А.В., Иоффе В.Б. и др. Исследование особенностей воспламенения конденсированных сред с поглощающими добавками при концентрированном подводе лучистой энергии. *Физика горения и взрыва*. 1983. Т.19, №4. С.17-20.

15. Иоффе В.Б., Александров В.Е., Долголаптев А.В. и др. Воспламенение алюминий содержащих конденсированных систем лазерным моноимпульсным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1985. Т.21, №3. С. 51-55.

16. Лобанов В.Н., Р.Г. Ленский, Плотников Ю.И. и др. Критические условия инициирования вторичных ВВ при импульсных тепловых воздействиях. *Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.– Черноголовка*, 1989. С. 25-27.

17. Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1989. Т.25, №1. С. 3-9.

18. Карабанов Ю.Ф., Карпухин И.А. Общие закономерности инициирования систем окислитель-горючее при механических и лазерных импульсных воздействиях. *Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.– Черноголовка*, 1992. С. 59–60.

19. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние модовой структуры лазерного излучения на устойчивость азида свинца. *Физика горения и взрыва*. 1983. Т.19, №4. С. 143-146.

20. Александров Е.И. Ципилев В.П. Влияние давления прессования на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения. *Физика горения и взрыва*. 1982. Т.18, №2. С. 100-103.

21. Волкова А.А., Куропатенко В.Ф., Першина А.В. и др. Математическое

моделирование инициирования ТЭНа лазерным излучением. *Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.* – Черноголовка, 1978. С. 46-50.

22. Галеев И.А., Зайцев Б.Н. Об отражательной способности ВВ. *Физика горения и взрыва*. 1969. Т.5, №3. С. 447.

23. Кузнецов В.Т., Скорик А.И. Зажигание октогена световым потоком. *Физика горения и взрыва*. 1977. Т.13, №2. С. 271.

24. Страковский Л.Г., Фролов Е.И. Особенности зажигания полупрозрачных летучих ВВ монохроматическим световым потоком. *Физика горения и взрыва*. 1980. Т.16, №5. С. 140–147.

25. Страковский Л.Г. Об очаговом механизме зажигания некоторых ВВ монохроматическим световым импульсом. *Физика горения и взрыва*. 1985. Т.21, №1, С. 41.

26. Страковский Л.Г., Уляков П.И., Фролов Е.И. Роль испарения в процессе зажигания взрывчатых веществ. *Физика горения и взрыва*. 1980. Т.16, №6. С. 59-64.

27. Страковский Л.Г., Уляков П.И., Фролов Е.И. Воспламенение некоторых вторичных ВВ лазерным излучением. *Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем.* – Черноголовка, 1977. С. 8-12.

28. Зазимко В.І., Кулівар В.В. Про деякі особливості течії хімічних реакцій в зарядах вибухових речовин, збуджених світловим імпульсним випромінюванням. *Вісті Донецького гірничого інституту*. 2018. № 1. С. 143-153.

29. Зазимко В.І., Кулівар В.В., Кириченко О.Л. Скобенко О.В. Вплив утворення тріщин на процес осередкового запалювання вибухових речовин. *Вісті Донецького гірничого інституту*. 2019. №1. С. 170-177.

30. Chernai, A.V., Sobolev, V.V., Chernaj, V.A., Pyushin, M.A., Dlugashek, A. Laser initiation of charges on the basis of di-(3-hydrazino-4-amino-1,2,3-triazol)-copper (II) perchlorate. *Fizika Goreniya i Vzryva*. Volume 39, Issue 3. 2003. P. 105-

110 <https://doi.org/10.1023/A:1023852505414>.

31. Чернай А.В., Соболев В.В. Новые взрывчатые составы, аномально высокой чувствительности к инициированию лазерным моноимпульсом. *Высокоэнергетическая обработка материалов*. Т.1.-Днепропетровск: ГГАУ, 1995. С.124–127.

32. Mikhail A. Pyushin, Igor V. Tselinsky and Irina V. Shugalei. Environmentally Friendly Energetic Materials for Initiation Devices. *Central European Journal of Energetic Materials*. 2012. 9(4). P 293-327.

33. Илюшин М.А., Целинский И.В., Судариков А.М. и др. Разработка компонентов высокоэнергетических композиций. Под ред. И.В.Целинского. – СПб.: ЛГУ им. А.С.Пушкина, 2006. 150 с.

34. Илюшин М.А., Целинский И.В., Чернай А.В. Светочувствительные взрывчатые вещества и составы. *Российский химический журнал*. 1997. Т.4, №4. С. 81-88.

35. Чернай Анатолий Владимирович. Взаимодействие импульсного лазерного излучения со взрывчатыми веществами : Дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.17 / Национальный горный ун-т. — Д., 2003. — 259л. : рис. Библиогр.: л. 240-259.

36. Соболев В.В., Чернай А.В. Использование метода монте-карло для решения задачи возбуждения детонации в заряде ВВ лазерным моноимпульсом. *Информационный бюллетень Украинского союза инженеров-взрывников*. 2013. № 1. С. 3-8.

37. Куринной В.П. Теоретические основы разрушения горных пород. – Днепр: ЧМП «Экономика», 2018. 280 с.

38. Дубнов Л.В., Бахаревич Н.С., Романов А.И. Промышленные взрывчатые вещества. – Москва: Недра, 1988. – 368 с.

39. Патент UA 17515 А, МПК F 45 В 3/02. Оптический детонатор / М.М. Студинський, А.В. Чернай, В.В. Соболев, В.В. Фомічов /Україна/. – №95031451; Заявлено 31.03.95.; Опубл. 28.02.2000 г. Бюл. №1

40. Патент UA 49732 А, МПК F 42 В 3/02. Оптичний детонатор / А.В. Чернай, В.В. Соболев В.В., М.О. Ілюшин, В.А. Чернай, С.М. Пахомов /Україна/. – №2002043035; Заявлено 15.04.2002; Опубл. 16.09.2002 г. Бюл. №9.

41. Ілюшин М.А. , Целинский И.В. , Угрюмов И.А. , Жилин А.Ю., Чернай А.В. Применение субмикронных светочувствительных иницирующих взрывчатых веществ в лазерных системах иницирования. *Научн. тр. НГУ*, 2003. №18. С. 8-17.

42. Соболев В.В., Чернай А.В., Ілюшин М.А. Высокочувствительные к лазерному воздействию взрывчатые составы. *Химическая физика процессов горения и взрыва. ЧИХФ РАН. Черногловка* . 1996. Т.2. С. 89-90.

43. Chernai, A.V., Sobolev V.V., Chernaj V.A., Іlyushin M.A., Dlugashek, Laser ignition of explosive compositions based on di-(3-hydrazino-4-amino-1,2,3-triazole)-copper(II) perchlorate. *Combustion, Explosion and Shock Waves*. May 2003. Volume 39, Issue 3. P 335–339

44. Ілюшин М.А., Целинский И.В., Котомин А.А., Данилов Ю.А. Энергонасыщенные вещества средств иницирования. – СПб: СПбГТИ(ТУ), 2013. 177 с.

45. Ілюшин М.А., Судариков А.М., Целинский И.В., Чернай А.В. и др. Металлокомплексы в высокоэнергетических композициях. – СЧПб: ЛГУ им. А.С. Пушкина, 2010. – 188.

46. Іlyushin M., Shugaley I., Sudarikov A. High-energy metal complexes: synthesis, properties, applications. – Saarbrucken: Lap Lambert academic publishing GmbH&CO.KG, 2017. 268 p. (in Russian).

47. Ілюшин М.А., Целинский И.В., Шугалей И.В., Чернай А.В. Экологически безопасный полимерсодержащий взрывчатый состав для лазерных средств иницирования. *Импульсная обработка материалов: Сб. науч. Тр.* Ред. кол.: Соболев В.В. (ответ. ред.). Днепропетровск: Национальный горный университет, 2005. С. 56-61.

48. Данилов Ю.Н., Ілюшин М.А., Целинский И.В., Промышленные взрывчатые вещества. Ч. 1. Иницирующие взрывчатые вещества. – Санкт-

Петербург: ИК “Синтез”, 2004. 113 с.

49. Патент US 3978791 A1, США, МПК F42B3/12, F42C19/12. Secondary explosive detonator device / Lemley V.F., Seay G.E., Ritter P.B.; опубл. 07.09.1976.

50. Патент US 4144814 A1, США, МПК F42B3/12, F42C19/12. Delay detonator device / Day E.A., Seay G.E., Ritter P.B.; опубл. 20.03.1979.

51. Патент US 4727808 A1, США, МПК F42B3/10. Non-primary explosive detonator / Wang Quicheng, Li Xianquan, Hu Guowen, Xiquin Zhang, Xu Tianrui; опубл. 01.03.1988.

52. Щукин Ю.Г., Лютиков Г.Г., Поздняков З.Г. Средства инициирования промышленных взрывчатых веществ. – М.: Недра, 1996. 155 с.

53. Патент FR 2255571, Франция, МПК F42B3/10, F42D1/04. Détonateur excitable par l'énergie calorifique d'une détonation, système et procédé de détonation / Hurley E.K.; опубл. 13.12.74.

54. А.С. SU 852173, СССР, МПК F42B3/18. Детонирующее устройство / Зебрии Д.Т.; опубл. 30.07.81.

55. Патент US 3885499 A1, США, МПК F42D1/04, F42B3/10. Thermal detonation energy-initiatable blasting caps, and detonation system and method / Hurley E.K.; опубл. 27.05.75.

56. Патент US 3939772 A1, США, МПК F42B3/10. Blasting caps initiatable by thermal detonation energy of an explosive gas mixture, and blasting system/ Zebree D.T.; опубл. 24.02.76.

57. Патент EP 0289184, Европа, МПК F42B3/10. Laser beam-detonable blasting cap / Tasaki Y., Kurokawa K., Hattori K.; опубл. 02.11.88.

58. Патент US 4898095 A1, США, МПК F42B3/10. Laser beam-detonatable blasting cap / Tasaki Y., Kurokawa K., Hattori K., Takano M., Miyajima T., Sato T., Ogasawara K.; опубл. 06.02.90.

59. Патент RU2315259, Российская Федерация, МПК F42B3/12, F42C19/12. Низковольтный электродетонатор на основе бризантного взрывчатого вещества / Вахидов Р.М., Кузнецов Е.П., Куражов А.С., Исхаков Т.Н., Базотов В.Я., Анисимов А.Н., Назмиев Р.И., Хамидуллин Д.И.; опубл. 20.11.2008.

60. Патент RU 2122704, Российская Федерация, МПК F42B3/10. Детонирующее устройство без первичного взрывчатого вещества / Жигарев В.Г., Сагидуллин Г.Г., Дмитриев Я.Г., Каменев А.А., Быкодоров А.Г., Окишев О.И., Бивнев Н.М., Трутнев Н.С., Бредихин Н.Н., Крюков А.А., Работинский Н.И., Печенев Ю.Г., Фурне В.В., Кученко Г.П.; опубл. 27.11.98.

61. Патент RU 2120101, Российская Федерация, МПК F42B3/10. Детонирующее устройство на основе бризантного взрывчатого вещества / Лобанов В.Н., Прокопьев С.Н., Рудько М.Л.; опубл. 10.10.98.

62. Патент US 3212439 A1, США, МПК F42B3/10. Blasting caps containing only secondary explosive / Reune M.; опубл. 19.10.65.

63. Патент RU 2161769 C2, Российская Федерация, МПК F42B3/10. Капсоль-детонатор на основе бризантного взрывчатого вещества / Ведерников Ю.Н., Шумский А.И., Лютиков Г.Г., Попов В.К., Агеев М.В., Клейнер М.С., Поздняков С.А., Неклюдов А.Г.; опубл. 10.01.01.

64. Патент RU 2113685 C1, Российская Федерация, МПК F42B3/10. Детонатор / Дубровский К.А., Волынкина Т.В., Рыбцов В.В., Демидов В.А., Веденеев М.Ф.; опубл. 20.06.98.

65. Патент RU 2070708 C1, Российская Федерация, МПК F42B3/10. Капсоль-детонатор / Соловьев В.О.; опубл. 20.12.96.

66. Патент RU 2113684 C1, Российская Федерация, МПК F42B3/10. Средство инициирования / Дубровский К.А., Волынкина Т.В., Рыбцов В.В., Веденеев М.Ф., Демидов В.А.; опубл. 20.06.98.

67. Соболев В.В., Чернай А.В. Лазерный способ инициирования зарядов взрывчатого вещества и примеры использования его на практике. Взрывная технология. Эмпирика и теория. Достижения. Проблемы. Перспективы: Матер. межд. научно-практической конф, Тула 27-28 октября 2011. Тула: ТулГУ, 2011 С. 111–117.

68. Куливар В.В., Соболев В.В., Кириченко А. Л. Использование явления взаимодействия лазерного излучения с высокоэнергетическими веществами в технике взрывного дела. Матеріали II Міжнародна науково-технічна інтернет-

конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі», Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2017. С. 162.

69. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А.Л. Первичные взрывчатые вещества для лазерных систем инициирования. Матеріали ІІ Міжнародна науково-технічна інтернет-конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі», Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2017. С. 166.

70. Кириченко А.Л., Куливар В.В., Соболев В.В. Взрывчатые композиты, высокочувствительные к импульсному лазерному излучению. *Вісті Донецького гірничого інституту*. 2017. 32 (41). С. 138–146.

71. Кириченко А.Л., Соболев В.В., Куливар В.В. Некоторые физические особенности лазерного зажигания светочувствительных взрывчатых веществ. Матеріали ІІ Міжнародна науково-технічна інтернет-конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі», Кривий Ріг: Криворізький національний університет, 2017. С. 156.

72. Soboliev V., Bilan N., Kirichenko O. Mechanism of additional noxious fumes formation when conducting blasting operations in rock mass. *Progressive Technologies of Coal, Coalbed Methane, and Ores Mining.. Published by CRC Press/Balkema, The Netherlands*. 2014. P. 471-477. ISBN: 978-1-138-02699-5 (Hbk), ISBN: 978-1-315-74031-7.

73. Чернай А.В., Соболев В.В., Чернай В.А., Илюшин М.А., Длугашек А. Лазерное инициирование взрывчатых составов на основе ди(3-гидразино-4-амино-1,2,3-триазол)медь (II) перхлора. *Физика горения и взрыва*. 2003. №3. С. 105-110.

74. Котомин А.А., Душенок С.А., Ефанов В.В. Новое поколение систем детонационной автоматики космических аппаратов на основе высокоэнергетических эластичных материалов. *Известия Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета)*. 2010. №9 (35). С. 69–74.

75. Ананьева М.В., Звекон А.А., Зыков И.Ю. и др. Перспективные составы для капсуля оптического детонатора. *Перспективные материалы*. 2014. № 7. С.

5-12.

76. Илюшин М.А., Соболев В.В., Чернай В.А. Светочувствительные взрывчатые составы. Тез. докл. междунар. научн.– практич. конф., г.Павлоград, 14–15 мая 1997 г. Павлоград: ПХЗ, 1997. С. 36.

77. Илюшин М.А., Целинский И.В. Иницирующие взрывчатые вещества. Состояние и перспективы. *Российский химический журнал*. 1997. Т.41, №4. С. 3-13.

78. Илюшин М.А., Котомин А.А., Душенков С.А. и др. Лазерное инициирование светочувствительных энергетических материалов, перспективных для систем пироавтоматики космических аппаратов. *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*. 2017. №1 (35). С. 43-52.

79. Sazonnikova N.A. Laser initiation of detonation of high-energy substances.– Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH&CO.KG, 2013. 257 p.

80. Чернай А.В., Соболев В.В., Илюшин М.А., Житник Н.Е. О методе получения механических импульсов нагружения, основанном на лазерном подрыве покрытий из взрывчатых составов. *Физика горения и взрыва*. 1994. Т.30, №2. С. 106-111.

81. Соболев В.В., Чернай А.В. Лазерный метод получения профилированных детонационных волн для обработки материалов взрывом. *Физика и химия обработки материалов*. 1995. №5. С.120-123.

82. Соболев В.В., Куливар В.В., Ищенко Б.С, Зазимко В.И. Высокоэнергетические взрывчатые композиты светочувствительные к лазерному излучению. Перспективи розвитку будівельних технологій [Текст]: матеріали 11-ї міжнародної науково-практичної конференції молодих учених, аспірантів і студентів, 26–27 квітня 2017 р. [присвячена 80-ти річчю пам'яті Івана Степановича Новосильцева] / редкол.: О.М. Шашенко [та ін.]– Д.: Національний гірничий університет. 2017. С.92-95.

83. Соболев В.В., Чернай А.В., Студинский Н.М. О перспективе разработки оптической системы инициирования зарядов ВВ. *Высокоэнергетическая обработка материалов.*: Т.1.-Днепропетровск: ГГАУ. 1995. С.96-101.

84. Соболев В.В., Куливар В.В., Романова А.С., Зазимко В.И. Некоторые технические особенности оптического модуля лазерной системы инициирования зарядов взрывчатых веществ. XIII Всеукраїнська наук.-техн. конф. «Сучасні технології ведення буровибухових робіт та безпека застосування гранульованих і емульсійних вибухових речовин. Їх економічна ефективність і техногенна безпека»: матеріали конференції. Кременчук: КрНУ. 2016. С. 13-16.

85. Sobolev V., Chernay A., Studinski N. OPSIN – a new system of blast-hole change blasting in explosives. *5-th International symposium on mine planning and equipment + selection. San Paulo. Brazil.* 1996. P.441-443.

РОЗДІЛ 2

ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ РОЗСІЮВАННЯ СВІТЛА В СЕРЕДОВИЩІ З ЩІЛЬНОЮ УПАКОВКОЮ РОЗСІЮВАЧІВ

Поширення світла в розсіюючому середовищі є предметом вивчення багатьох наукових закладів вже протягом більше пів сторіччя. За часів Радянського Союзу цей розділ науки найбільш інтенсивно розвивався в Росії та Білорусі. Так, в Росії був створений інститут Оптики атмосфери (м. Томськ). Основний напрям наукових досліджень був пов'язаний з проблемами оптичної локації, забруднення повітря в промислових регіонах країни, а також в медицині. Аналогічні задачі розв'язувалися в США і країнах Західної Європи. Основна увага надавалася проблемі ослаблення світлового пучка в “мутних” середовищах (туман, забруднене повітря, еритроцити в крові і т.д.) з малою концентрацією розсіювачів. Саме невелика концентрація розсіювачів дозволила звести нелінійне рівняння розширення світла в лінійне.

На відміну від згаданих вище задач, проблема розширення світла у вибухових речовинах суттєво ускладнюється. Річ у тому, що вибухові речовини є середовищем з щільною упаковкою розсіювачів, тому отримані раніше рішення непригодні для нашої задачі. Крім того, для вирішення задачі запалювання ВР необхідні знання освітленості в об'ємі ВР.

З появою високопродуктивних комп'ютерів і комп'ютерних комплексів з'явилася можливість рішення таких задач методом чисельного моделювання, одним з яких є метод Монте-Карло. Цей метод базується на розігруванні випадкової величини, а саме: просторових характеристик руху фотона, поглинаючих властивостей речовини, граничних умов ВР-газоподібне або тверде тіло. Сучасні методи дозволяють відстежувати поведінку кожного фотона в кількості 10^5 - 10^6 фотонів. Усереднювання їх траєкторії є основою для заключних висновків про енергонасиченість об'єму ВР, яка визначає розвиток процесу запалювання й переходу горіння в детонацію в оптичних детонаторах (ОД).

2.1 Фізична модель розсіювання фотонів у дифузійно-розсіюючому середовищі

Аналіз результатів проведених у даній роботі досліджень показує, що в основі фізичного механізму лазерного ініціювання мають бути уявлення про осередковий характер запалювання. Швидке введення енергії лазерного імпульсу (час дії порядку одиниць-десятків наносекунд) дозволяє в оптично прозорих вибухових матеріалах створювати “гарячі точки” в місцях розміщення оптичних мікронеоднорідностей, якими можуть бути домішки, структурні неоднорідності речовини (скупчення дислокацій, вакансії і т.п.).

Використано метод чисельної оцінки енергії хімічного зв'язку в залежності від відстані зв'язку до точкового заряду – третього кулонівського центру [1]. Квантово-механічна модель розрахунку електронних термів молекул дозволяє вирішувати задачі, пов'язані з визначенням параметрів молекул в умовах впливу різних фізичних полів на досліджувану систему. Модель апробована на деяких двоатомних молекулах. Розбіжність експериментальних даних з результатами розрахунків не перевищує 15 %, що свідчить про цілком коректної інтерпретації отриманих результатів [2].

В роботі [3] проаналізовані недоліки відомих моделей механізму запалювання вибухових речовин і світлочутливих вибухових композитів лазерним імпульсним випромінюванням. Запропонований механізм запалювання високочутливих вибухових речовин, який полягає в тому, що ініціювання здійснюється в результаті порушення стійкості метастабільного стану реакційно активних груп атомів (на прикладі групи азоту в азиді срібла) при деформації його кристалічної решітки.

Проаналізовано [4,5] основні результати досліджень чутливості вибухових речовин до лазерного імпульсного випромінювання. Чисельне моделювання здійснювалося з врахуванням реального процесу запалювання вибухової речовини інфрачервоним випромінюванням лазера. Запропонована проф. А.В. Чернаєм математична модель дозволяє досліджувати особливості ініціювання

вибухового перетворення бризантних вибухових речовин короткими світловими імпульсами. На прикладі тену показано, що цей процес повністю визначається параметрами, які характеризують інтенсивність випромінювання і поглинальні властивості вибухової речовини. Залежно від значення цих величин можуть бути реалізовані якісно різні процеси ініціювання на поверхні або у середині речовини. В останньому випадку виділення хімічної енергії призводить до утворення так званого “хімічного” піку тиску. На прикладі азиду свинцю експериментально показано, що початкова температура не впливає на підвищення чутливості вибухової речовини навіть у випадку, коли лазерне випромінювання здійснюється у режимі наносекундного імпульсу. Методика проведення експериментів і отримані результати будуть використані при розробці світлочутливих композитів з наперед заданими вибуховими та фізико-хімічними властивостями.

Використано методику розрахунків інтенсивності поглинання від довжини хвилі лазерного випромінювання включенням вибухової речовини з урахуванням використання теорії Густава Мі пружного розсіювання оптичного випромінювання на сферичних частинках мікрометрового діапазону. Показано [6], що поглинальна властивість частинки істотно залежить від властивостей середовища, в якому ця частинка перебуває, і від довжини хвилі випромінювання.

Найпростіші розрахункові оцінки показують, що одних уявлень про осередковий характер запалювання недостатньо для пояснення низькопорогового характеру запалювання СВК. Теоретичні значення критичної щільності енергії при різних припущеннях щодо механізму запалювання на порядок перевищують експериментальні дані. На вирішення цього парадоксу й направлена розробка фізичної моделі.

Взаємодія лазерного випромінювання з вибуховими речовинами має більш складний характер. Встановлено, що пороги запалювання виявилися більш низькими в порівнянні з дією джерел світла суцільного спектру, для яких коефіцієнти поглинання ультрафіолетової частини випромінювання на декілька

порядків перевищують коефіцієнти поглинання випромінювання лазерів на неодимовому чи рубіновому склі. Цей факт, покладений в основу фізичної моделі лазерного запалювання, враховує процеси дисипації світлової енергії за рахунок хвиль розвантаження напружено-деформованого стану поверхневого шару СВК.

Найважливішим, на наш погляд, є врахування особливостей освітленості в об'ємі СВК. Річ у тому, що вибухові речовини є слабо поглинаючими матеріалами з великою щільністю розсіювачів, тобто процеси розсіювання лазерного випромінювання грають визначаючу роль у встановленні динамічної картини освітленості в матеріалі. Основним чинником розсіювання світла є границі кристал СВК – повітря. Різниця у показниках кристалів СВК і повітря складає понад 0,5. Зменшення цієї різниці веде до більш глибокого проникнення фотонів в об'єм вибухової речовини, що зменшує дію хвиль розрідження на процес лазерного запалювання. Для підтвердження цього припущення були проведені принципово нові експериментальні дослідження, суть яких зводиться до наступного. Була розроблена нова технологія виготовлення СВК, що ґрунтується на застосуванні зв'язки – розчину прозорого до лазерного випромінювання полімеру у швидко випаровуючих розріджувачах, наприклад, хлороформу. Це дозволило замінити повітряні прошарки на полімерні. Крім цього, такі світлочутливі вибухові композити можна наносити на різні матеріали у вигляді покриття.

Експериментальні дослідження залежностей критичних енергій запалювання від концентрації полімеру та товщини зразку вибухової сполуки показали, що дійсно процеси розсіювання фотонів у середовищах з великою щільністю розсіювачів відіграють велику роль у процесі запалювання СВК лазерним імпульсом. Збільшення концентрації полімеру веде до збільшення чутливості СВК. Зменшення товщини зразку СВК не дозволяє отримати таке ж освітлення, що реалізується при товстих зразках, а також ці зразки піддаються діям хвиль розрідження. У наших дослідженнях пори в зразках ВР заповнювалися розчином полімерного матеріалу, показник заломлення якого

близький до коефіцієнта заломлення кристалів. В останньому випадку поріг запалювання був знижений у 2-3 рази.

Таким чином, запропонована фізична модель поведінки фотонів у розсіюючому середовищі дозволяє пояснити розмірний ефект – залежність щільності енергії ініціювання від радіусу лазерного пучка. Стосовно проблеми створення оптичного детонатора це означає, що зменшення діаметра світловода веде до втрат енергії за рахунок розсіювання світла в об'ємі ВР. Тому рішення задачі освітленості грає ключову роль. Слід врахувати, що в результаті багатократних процесів розсіювання світла на гранях кристалів об'ємна освітленість може зрости в багато разів, що сприяє розігріванню оптичних мікронеоднорідностей, властивих будь-якому оптично прозорому діелектрику.

2.2 Фізико-математична модель розсіювання фотонів у дифузійно-розсіюючому середовищі

З формулювання фізичної моделі розсіювання фотонів у дифузійно-розсіюючому середовищі (ДРС) витікає, що самою обґрунтованою гіпотезою запалювання ВР імпульсом оптичного квантового генератора (ОКГ) є гіпотеза запалювання в осередках, що утворюються при поглинанні випромінювання оптичними мікронеоднорідностями. Ними можуть бути структурні неоднорідності матеріалу (вакансії, скупчення дислокацій і т.д.), чужорідні включення, хімічні домішки. Наприклад, азид свинцю містить свинцеві зародки, об'ємна щільність і розміри яких збільшуються при опромінюванні потоком електронів, термічному і фотохімічному розкладанні.

Використовуючи гіпотезу осередкового запалювання, вдалося пояснити низькі пороги запалювання деяких штатних ВР. Проте інтерпретація результатів запалювання азидів срібла, свинцю [6-8], а також монокристалів β -азиду свинцю [9] неможлива в рамках даної гіпотези. Як приклад розглянемо сферичне включення срібла в азиді срібла, розмір якого $r_0 = 10^{-5}$ см, що відповідає максимуму перетину поглинання $\sigma_a = 1,2 \cdot \sigma_r$ [10], де σ_r – геометричний

перетин частинки. При тривалості лазерної дії $\tau_q = 30$ нс і заданій щільності енергії включення даного розміру нагріваються найбільш ефективно в порівнянні з включеннями інших розмірів. Це обумовлено тим, що при $r_0 < 10^{-5}$ см перетин поглинання мікронеоднорідності падає згідно із законом, близькому до кубічного, а при $r_0 > 10^{-5}$ см $\sigma_a \approx \text{const}$, але зростає маса включення.

Для визначення температури ΔT розігрівання частинки скористаємося рішенням, отриманим у роботі [11] в припущенні рівності масових об'ємних теплоємностей включення $c\rho$ і полімеру $c_1\rho_1$ ($c\rho = c_1\rho_1$)

$$\Delta T = \frac{3\sigma_a E_q}{\pi c\rho(2r_0 + \delta)^2 r_0}, \quad \delta = \sqrt{12\mu t}$$

де μ – температуропровідність полімеру (матриці): $\mu = \lambda/c\rho - 10^{-3}$ м²/с; r_0 – сферичне включення срібла в азиді срібла, $r_0 = 10^{-5}$ см; σ_r – геометричний перетин частинки; σ_a – максимум перетину поглинання $\sigma_a = 1,2 \cdot \sigma_r$

Для отримання оцінки верхньої границі ΔT в цю формулу підставимо значення $c\rho$ для азиду срібла – 1,72 Дж/(см³·К), оскільки воно менше значення $c\rho$ для металевого срібла – 2,52 Дж/(см³·К); $E_q = 2 \cdot 10^{-2}$ Дж/см². В результаті отримаємо $\delta = 1,96 \cdot 10^{-5}$ см, $\Delta T \approx 275$ °С.

Таке розігрівання явно недостатнє для ініціювання вибухового розкладання, тим паче, що азид срібла, пропресований тиском ~ 10 кбар, вибухає при $E_q \approx 6 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² [6].

Таким чином, механізм запалювання, заснований на розігріванні оптичних мікронеоднорідностей, не пояснює ні факту запалювання, ні закономірностей ініціювання високочутливих до лазерної дії вибухових речовин.

З другого боку, з фізичної моделі виходить, що зразки ВР є дифузійно-розсіюючим середовищем з щільною упаковкою розсіювачів. Наявність поглинаючих включень, як і розсіюючих центрів, поза сумнівом, впливає на стан

хімічно активного середовища, що сприймає енергію лазерного випромінювання, тому слід чекати кореляції між поглинаючою здібністю й чутливістю ВР до дії світлового імпульсу.

Не дивлячись на те, що основні закономірності процесу розсіювання світла в дифузійно-розсіюючому середовищі достатньо повно представлені в монографії [12], питання про просторову освітленість усередині шару детально не вивчалось. Проте, просторова освітленість представляє особливий інтерес для практики досліджень фізико-хімічних перетворень речовини. Отримання рішення рівняння перенесення в загальному випадку (в умовах обмеженого пучка, розходження падаючого випромінювання, кінцевого поглинання, похилого падіння проміння і т.д.) натрапляє на труднощі обчислювального характеру. Тому в даній роботі зроблені розрахунки просторової освітленості в зарядах ВР методом імітаційного моделювання процесу перенесення випромінювання – методом Монте-Карло (ММК). На деякій глибині від поверхні зразка освітленість досягає максимуму, величина якого залежить від радіусу пучка r , середньої довжини пробігу фотонів τ , коефіцієнта дифузного відбиття зразка R , показника заломлення речовини n . Характер залежності вказує на те, що при зменшенні R і збільшенні τ (радіус пучка r фіксований) максимум освітленості падає, отже, критична щільність енергії запалювання росте. Окрім цього, з розрахунків виходить, що для нескінченно широкого пучка просторова освітленість більше поверхневої приблизно в $16 n^3 / (n+1)$ раз (n – показник заломлення ВР). Якщо врахувати збільшення освітленості по даній формулі, то результати експериментів по ініціюванню азидів важких металів задовільно узгоджуються з теорією.

Використовування методу Монте-Карло для визначення освітленості в дифузійно-розсіюючому середовищі з великою щільністю розсіювачів, поза сумнівом, є більш універсальним, що дає достовірні результати за різних умов зовнішнього освітлення досліджуваного середовища. На жаль, результати розрахунків інших авторів за цим методом можна перевірити тільки шляхом розробки власного алгоритму й обчислювальної програми. З другого боку,

наявність такого обчислювального апарату дозволяє здійснити коректну постановку задачі запалювання як бризантних ВР, для яких необхідно враховувати процеси газодинамічного розльоту продуктів розкладання, так і для ініціюючих, де такі процеси відіграють незначну роль.

Нижче викладений розроблений нами математичний апарат і результати розрахунку освітленості в ДРС з використанням метода Монте-Карло [13].

При обчисленні просторової освітленості розраховувалися траєкторії $10^5 \div 10^6$ фотонів. Початком траєкторії є точка, яка знаходиться на границі розділу ДРС – навколишнє середовище, освітленої направленим випромінювачем. Ця область моделювалася еліпсом (в окремому випадку – колом). Кутова координата попадання фотона – це рівномірно розподілена по кутах від 0 до 2π випадкова величина, радіальна координата – це випадкова величина, визначена законом розподілу Гаусса.

Довжина траєкторії визначалася шляхом розігрування пуассоновської випадкової величини. Напрямок траєкторії після входу в ДРС визначався кутом заломлення на границі розділу “ДРС-навколишнє середовище”. Після обчислення координат кінця траєкторії розігрується випадкове число, яке порівнюється з коефіцієнтом виживання фотона Λ , і ця точка є або точкою обриву траєкторії (фотон поглинеться), або точкою початку наступної траєкторії. Напрямок подальших траєкторій визначається шляхом розігрування кутів розсіяння згідно індикатрисі розсіяння до тих пір, поки траєкторія не вийде за межі зразка, або поки фотон не поглинеться.

2.3 Умови на межі входу фотона в дифузійно-розсіююче середовище

Вважатимемо, що на поверхню розділу середовищ ХОУ падає лазерний пучок, розподіл щільності енергії в якому описується за законом Гаусса. Кутову координату циліндричної системи координат пучка позначимо φ , радіальну - ρ (рис. 2.1).

Розподіл поверхневої щільності енергії в гауссовому пучку з радіальною

симетрією можна задати у вигляді:

$$E(r) = \frac{W}{2\rho\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.1)$$

Функція (2.1) нормована на повну енергію лазерного імпульсу W

$$2\pi \int_0^{\infty} E(r)rdr = W.$$

Параметр σ визначає форму гауссової кривої і для кожної лазерної установки має своє конкретне значення.

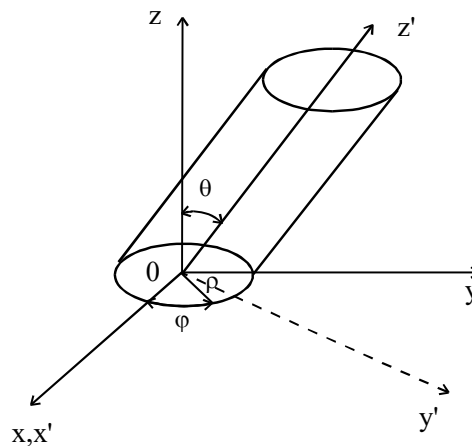


Рисунок 2.1 – Освітлення лазерним пучком поверхні ДРС

В експериментальних дослідженнях лазерного ініціювання штатних ВР використовують, як правило, гауссові пучки, обмежені діафрагмою за рівнем інтенсивності випромінювання p . Радіус діафрагми r_0 визначимо з умови:

$$p = \frac{E(r)}{E_0} = \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.2)$$

де $E(0) = \frac{W}{2\pi\sigma^2}$ – поверхнева щільність енергії в центрі пучка.

Звідси витікає, що

$$r_0 = \sqrt{2\sigma \ln(1/p)}. \quad (2.3)$$

Якщо розділити ліву і праву частини рівняння (2.1) на енергію фотона, отримаємо розподіл поверхневої щільності фотонів за радіусом r

$$N(r) = \frac{N_0}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right),$$

де N_0 – повне число фотонів в лазерному імпульсі.

Для вирішення поставленої задачі необхідно враховувати тільки ті фотони, які пройшли через діафрагму. Задамо це число символом \bar{N}_0 . Тоді

$$\bar{N}_0 = N(0) \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right) 2\pi r dr = N(0) 2\pi\sigma^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right].$$

Звідси витікає, що

$$N(0) = \frac{\bar{N}_0}{2\pi}$$

$$N(0) = \frac{N_0}{\left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]}.$$

Таким чином, функція розподілу фотонів в залежності від відстані r до осі буде такою

$$N(r) = \frac{\bar{N}_0}{2\pi\sigma^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.4)$$

де $0 \leq r \leq r_0$.

Слід зазначити, що функція розподілу (2.4) може бути перетворена на функцію розподілу щільності вірогідності попадання фотона на радіус r

$$P(r) = \frac{N(r)}{N(0)} = \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)}{2\pi\sigma^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)\right]}.$$

Розігрування безперервної випадкової величини проводимо, виходячи з

рівняння $\int_0^{\rho} P(r)2\pi r dr = \gamma_1$ Тоді $\gamma_1 = \int_0^{\rho} P(r)2\pi r dr = \frac{\left[1 - \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right)\right]}{\left[1 - \exp\left(-\frac{r_0^2}{2\sigma^2}\right)\right]}$, а якщо врахувати

(2.2), то отримаємо

$$\rho = \sqrt{-2\sigma^2 \ln[1 - \gamma_1(1 - \rho)]}. \quad (2.5)$$

Хай $\gamma_1 = 0$, тоді з (2.5) слідує $\rho = 0$, якщо $\gamma_1 = 1$, то $\rho = r_0$.

Всі ці розрахунки були проведені в системі координат $X'Y'Z'$, в якій вісь Z' співпадала з осью пучка. Розігрування кутової координати проводиться по формулі

$$\varphi = 2\pi\gamma_2. \quad (2.6)$$

Перейдемо до системи координат, пов'язаної з площиною розділу середовищ – XOY , причому осі X і X' співпадають між собою, тобто $\varphi = \varphi'$. Якщо відомі величини ρ і φ , то легко визначити декартові координати $X'Y'$

$$X' = \rho \cos \varphi, \quad Y' = \rho \sin \varphi.$$

У системі координат XYZ $Y = Y' \cos \theta$, де θ – кут нахилу осі Z' до Z , або кут падіння фотона на площину розділу середовищ.

Таким чином, $Z = 0$, $X = X' = \rho \cos \varphi$, $Y = \rho \sin \varphi \cos \theta$.

З цих рівнянь виходить, що $X^2 + Y^2 = (\cos 2\varphi + \sin 2\varphi \cdot \cos 2\theta)$.

Якщо $\theta = 0$, то це рівняння кола, в будь-якому іншому випадку отримаємо рівняння еліпса.

Таким чином, дослідження “долі” фотона починається з генерації випадкових

рівномірно розподілених на інтервалі $[0, 1]$ чисел γ_1 і γ_2 і визначення по формулах (2.5), (2.6) координати ρ , кута φ і, відповідно, координат X і Y входження фотона в розсіююче середовище. Цих даних недостатньо, щоб стежити за поведінкою фотонів в ДРС, оскільки частина з них відіб'ється від поверхні розділу середовищ за формулами Френеля, а інша частина змінить свою траєкторію відповідно до закону заломлення. Можна вважати, що світлове поле на поверхні речовини взаємодіє з матеріалом зв'язки, для якої коефіцієнт заломлення n рівний $1 \approx 1,5$ (поліметілметакрілат). Полярний кут входження в середовище θ' (кут заломлення) визначається з

$$\text{рівняння } \frac{\sin \theta}{\sin \theta_1} = \frac{n_2}{n_1} \text{ і дорівнює}$$

$$\theta' = \arcsin \left[\frac{\sin \theta n_1}{n_2} \right]. \quad (2.7)$$

Оскільки в методі Монте-Карло не враховується поляризація падаючого випромінювання, ефект відбиття від поверхні розділу середовищ враховуємо по формулах для неполяризованого світла

$$\bar{r}^2 = 0,5(r_1^2 + r_2^2), \quad (2.8)$$

де $r_1 = \left| \frac{\operatorname{tg}(\theta - \theta')}{\operatorname{tg}(\theta + \theta')} \right|$ – амплітудний коефіцієнт відбиття лінійно-поляризованого, а в площині падіння, і – амплітудний коефіцієнт лінійно-поляризованого світла в площині, перпендикулярній площині падіння [14].

Якщо виконується умова Брюстера $\theta + \theta' = \pi/2$, то $r_1 = 0$, а $r_2 = (n_2^2 - n_1^2)/(n_2^2 + n_1^2)$.

При нормальному падінні проміння ($\theta = 0$) $r_1 = r_2 = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$.

Відбиття фотонів від поверхні розділу середовищ носить характер вірогідності. Тому можна генерувати рівномірно розподілене в діапазоні 0 - 1 випадкове число γ_3 , і якщо $\gamma_3 \leq r$, то вважати, що фотон відбився, інакше фотон

увійшов у ДРС.

Алгоритм розрахунку входу фотона в ДРС можна сформулювати таким чином:

- задається кут θ , параметр σ , радіус пучка r_0 , рівень установки діафрагми p ;
- генеруємо рівномірно розподілені випадкові числа γ_1 і γ_2 , знаючи які визначаємо значення φ і ρ ;
- визначаємо за формулою (2.7) кут входження фотона в ДРС;
- розігруємо величину γ_3 і, залежно від її значення, визначаємо середовище подальшого знаходження фотона.

2.4 Рух фотона в дифузійно-розсіюючому середовищі

Під час руху фотона в ДРС відбувається розсіяння на оптичних неоднорідностях по законах випадкових чисел відповідно до діаграми розсіювання. Тому виникає задача визначення нового положення фотона після розсіювання. Вважатимемо, що нам відоме розташування розсіюючого центру в просторі (координати XYZ), а також напрям руху фотона (кути φ і θ). Напрямок довжини вільного пробігу фотона розраховуватимемо в системі координат $X'Y'Z'$; вісь Z' сумістимо з напрямом руху фотона до розсіювання. Вибір осей X' , Y' може бути довільним, проте зручно вісь Y' розташувати в площині XOY основної системи координат, як на рис. 2.2.

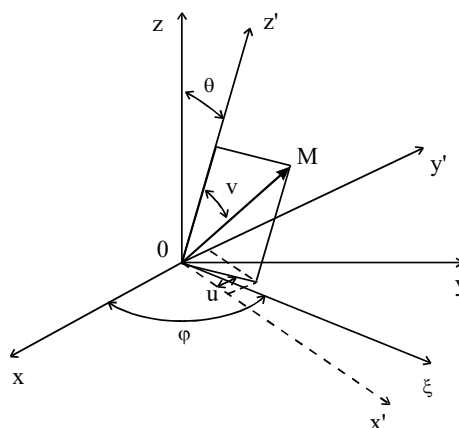


Рисунок 2.2 – Схема розсіяння фотона в ДРС

Тут ξ – лінія перетину площин XOY і $X'OZ'$ φ – кут, відлічуваний від осі X до лінії ξ . Площина $Z'OX'$ – площина руху фотона до розсіювання, OM – напрям розсіювання в штриховій системі координат, u – азимутний кут розсіювання фотона, v – полярний.

У результаті розіграшу визначається напрям руху фотона в штрихованій системі координат (кути u і v), а також довжина пробігу l . Розрахунок проводиться по наступних формулах (сферична діаграма розсіювання)

$$u = 2\pi\xi_1, v = \arccos(1 - 2\xi_2), l = -\tau \cdot \ln\xi_3$$

Знаючи ці величини, визначаємо координати фотона після розсіювання в системі $X'Y'Z'$:

$$x' = l \cdot \sin v \cos u, y' = l \cdot \sin v \sin u, z' = l \cdot \cos v.$$

В основній системі координат XYZ нові координати фотона (координати кінця траєкторії) розраховуються по формулах (див. рис. 2.2):

$$x_e = x_b + x' \cos \theta \cdot \cos \varphi - y' \sin \varphi + z' \sin \theta \cdot \cos \varphi,$$

$$y_e = y_b + x' \cos \theta \sin \varphi + y' \cos \varphi + z' \sin \theta \sin \varphi,$$

$$z_e = z_b - x' \sin \theta + z' \cos \theta,$$

де x_b, y_b, z_b – координати початку траєкторії, x_e, y_e, z_e – координати кінця траєкторії.

Якщо відомі координати x_e, y_e, z_e , то можна визначити положення фотона в просторі після розсіювання, а значить, і нову орієнтацію штрихованої системи координат, в якій проводиться розрахунок наступного акту розсіювання:

$$\theta = \arccos((z_e - z_b)/l) \quad \varphi = \arctg((y_e - y_b)/(x_e - x_b)).$$

Уточнимо питання, що стосується розігрування напрямку розсіювання фотона – кута v .

Реальну діаграму розсіювання зручно апроксимувати функцією вигляду

$$\rho = 1 + x_1 \cos v,$$

де параметр x_1 задовольняє умовам $0 \leq x_1 \leq 1$.

Ця величина з точністю до множника $1/4\pi$ співпадає з функцією щільності вірогідності розсіювання.

Якщо $x_1 = 0$, то діаграма є сферичною, що означає рівноімовірний напрям руху фотона після розсіювання (рис. 2.3, а). Якщо $x_1 = 1$, то вірогідність розсіювання назад рівна нулю (рис. 2.3, б).

У загальному вигляді діаграма розсіювання показана на рис. 2.4.

Елементарна площа поверхні, що визначається діаграмою розсіювання в просторі, може бути представлена у вигляді:

$$dS = \rho^2 \sin v \cdot dv \cdot du. \quad (2.9)$$

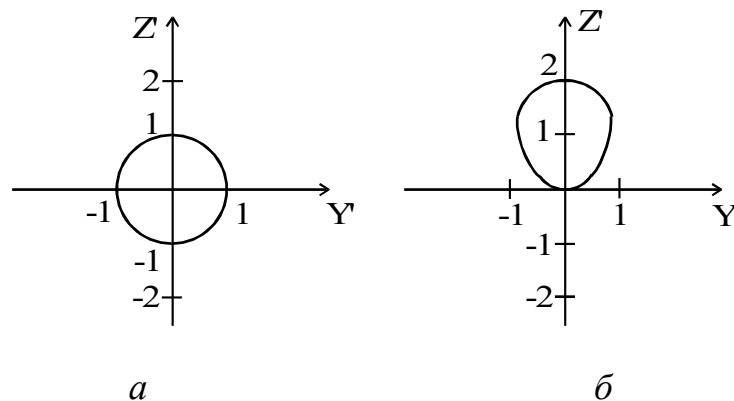


Рисунок 2.3 – Діаграма розсіювання фотона

Позначимо щільність вірогідності випадкової точки потрапити в область dS , що має координати v і u на діаграмі розсіювання, функцією $p(v, u)$.

$$\text{Тоді } p(v, u) = \frac{dS}{S} = \frac{\rho^2 \sin v \, dv \, du}{S},$$

де S – площа поверхні діаграми розсіювання:

$$S = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (1 + x_1 \cos v + x_1 \cos v)^2 \, dv \, du = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (1 + 2x_1 \cos v + x_1^2 \cos^2 v) \sin v \, dv \, du$$

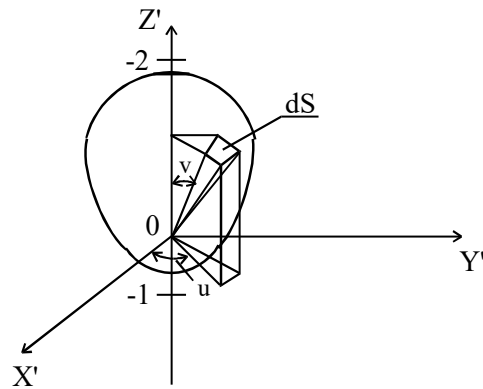


Рисунок 2.4 – Загальний вид діаграми розсіювання фотона

Обчислимо інтеграли:

$$I_1 = \int_0^v \int_0^u \sin v \, dv \, du = (1 - \cos v)u,$$

$$I_2 = \int_0^v \int_0^u \cos v \sin v \, dv \, du = \frac{1}{2} \sin v \, dv \, du,$$

$$I_3 = \int_0^v \int_0^u \cos^3 v \sin v \, dv \, du = \frac{1}{3} (1 - \cos^3 v)u.$$

При $\theta = \pi$ і $\varphi = 2\pi$ знаходимо $I_1=4\pi$, $I_2=0$, $I_3=(4/3)\pi x_1^2$. Таким чином,

$$S = 4\pi \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right), \quad p(v, u) = \frac{\rho^2 \sin v}{4\pi \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right)}$$

Знаючи сумісну щільність вірогідності $p(v, u)$ величин v , u , неважко обчислити щільність вірогідності кожної з них:

$$p(u) = \int_0^{2\pi} p(v, u) \, du = \frac{1}{4\pi \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right)} \int_0^{2\pi} \rho^2 \sin v \, du = \frac{\rho^2 \sin u}{2 \left(1 + \frac{1}{3} x_1\right)}$$

$$p(v) = \int_0^{\pi} p(v, u) \, du = \frac{1}{4\pi \left(1 + \frac{1}{3} x_1^2\right)} \int_0^{\pi} \rho^2 \sin v \, dv = \frac{1}{2\pi}$$

Формулу для розігрування величини u знаходимо таким чином:

$$\xi_1 = \int_0^u p(u) = \frac{u}{2\pi}, \Rightarrow u = 2\pi\xi_1, \quad (2.10)$$

де ξ_1 – випадкова величина з інтервалу $[0,1]$.

Аналогічно розігруємо величину v :

$$\begin{aligned} \xi_2 &= \int_0^v p(v)dv = \frac{1}{2\left(1+\frac{1}{3}x_1^2\right)} \int_0^v \frac{1}{\left(1+\frac{1}{3}x_1^2 \cos^3 v\right)} \sin v dv = \\ &= \frac{1}{2\left(1+\frac{1}{3}x_1^2\right)} \left[1+x_1+\frac{1}{3}x_1^2 - \cos v - x_1 \cos^2 v - \frac{x_1^2}{3} \cos^3 v \right]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Для сферичної діаграми розсіювання з (2.10) витікає, що

$$\xi_2 = \frac{1}{2}(1-\cos v) \Rightarrow \cos v = 1-2\xi_2. \quad (2.12)$$

У загальному випадку необхідно розв'язати рівняння (2.11) щодо $\cos v$:

$$\frac{x_1^3}{3} \cos^3 v + \cos^2 v + \cos v = 1 + x_1^3 + \frac{1}{3}x_1^2 - \xi_2 \left(1 - \frac{1}{3}3x_1^2 \right). \quad (2.13)$$

Розглянемо випадок, коли $x_1 = 1$ – розсіювання вперед. Рівняння (2.13) набуває вигляд $(x=\cos v) x^3+3x^2+3x = 7-8\xi_2$.

Зробимо заміну змінних: $x = y-1$. Отримаємо рівняння $y^3 = 8\cdot(1-\xi_2)$, з якого виходить, що $y = 2\cdot(1-\xi_2) \cos v = 2 \sqrt[3]{(1-\xi_2)} - 1$.

При $\xi_2=0$, $\cos v=1$, при $\xi_2=1$, $\cos v=0$, чого і було слід чекати.

Якщо $x \neq 1$, то рівняння (2.13) розв'язується чисельними методами.

2.5 Умови на границі розподілу середовищ при виході фотона з дифузійно-розсіюючого середовища

Поведінка фотона при виході з ДРС визначається законами відбиття, повного внутрішнього відбиття та заломлення. Коефіцієнт заломлення ДРС визначаємо з виразу $n = \alpha n_c + (1 - \alpha)n_{\text{ВР}}$, де n_c – коефіцієнт заломлення в'язки, $n_{\text{ВР}}$ – ВР, α – концентрація в'язки.

Розглянемо випадок, коли розсіююче середовище (зразок ВР) контактує з повітрям або вакуумом. Якщо кут падіння після i -ого акту розсіяння θ_i задовольняє умові $\sin\theta_i > (1/n)$, а координата z' точки M' (див. рис. 2.5) перевищує координату границі розділу z_N , тобто $z' > z_N$, то спостерігається повне внутрішнє відбиття. У цьому випадку фотон повертається в ДРС, причому, новий напрям руху визначається кутами $\theta_{i+1} = \pi - \theta_i$ і $\varphi_{i+1} = \varphi_i$. У цьому випадку координати точки M визначаються таким чином:

$$z_{i+1} = 2z_N - z', \quad x_{i+1} = x_i, \quad y_{i+1} = y_i. \quad (2.14)$$

Якщо $\sin\theta_i < (1/n)$, то частина фотонів відіб'ється від поверхні ВР, а інша частина піде в оточуюче середовище. У цьому випадку коефіцієнт відбиття, а значить і вірогідність попадання фотона в точку M , визначаються за формулами Френеля (2.7), (2.8), в яких робиться заміна $n_1 \Leftrightarrow n_2$.

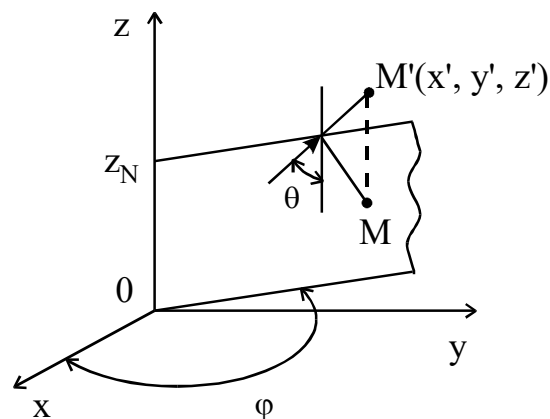


Рисунок 2.5 – Ілюстрація виходу фотона з розсіюючого середовища

Якщо площина z_N контактує з поверхнею (коефіцієнт відбиття R_N), що відбиває, то розрахунок проводиться по тих же формулах (2.14), проте вірогідність попадання фотона в точку M визначається коефіцієнтом відбиття R_N .

Якщо виконується умова $\sin\theta_i = 1/n$, то в цьому випадку подальша “доля” фотона не простежується.

2.6 Методика усереднення траєкторій руху фотона в дифузійно-розсіюючому середовищі

Для розрахунку освітленості необхідно знати розподіл фотонної щільності в зразку. Простір, зайнятий зразком (розсіюючим середовищем), розбивається на осередки об'ємом τ^3 площинами

$$x = s \cdot \tau; \quad y = c \cdot \tau; \quad z = \ell \cdot \tau \quad (2.15),$$

де (s, c, ℓ) – набір цілих чисел (позитивних і негативних), які задають розташування осередку в просторі.

Усереднювання траєкторій здійснюємо шляхом підрахунку кількості фотонів, що пройшли через осередки області спостереження. Область спостереження – це виділена частина розсіюючого середовища, в якому фіксується проходження фотонів. Кожному осередку ставиться у відповідність елемент тривимірної матриці (масиву), в якому зберігається число фотонів, що побували в цьому осередку. Числа $s, c, \ell \in$ індексами елементів масиву. Зв'язок координат x, y, z будь-якої точки простору з індексами s, c, ℓ задається формулами:

$$s = [(x-x_0)/\tau]; \quad c = [(y-y_0)/\tau]; \quad \ell = [(z-z_0)/\tau], \quad (2.16)$$

де x_0, y_0, z_0 – координати точки, щодо якої проводиться розбиття області наглядку на осередки (рис. 2.6). Квадратні дужки означають цілу частину числа, причому, якщо значення в дужках менше нуля, то цілу частину зменшуємо на одиницю.

Траєкторією вважатимемо відрізок прямої між двома точками B і E , рівний

довжині вільного пробігу фотона 1. Повний шлях руху фотона, від моменту входу в ДРС до поглинання, або виходу з ДРС, складається з декількох траєкторій типа BE і є ламаною лінією (рис. 2.6, а).

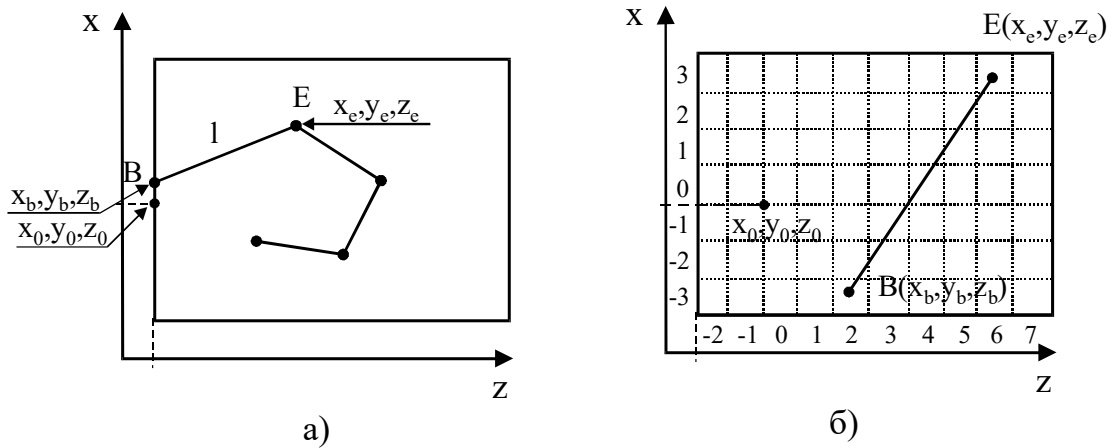


Рисунок 2.6 – Траєкторії руху фотона

Позначимо початок траєкторії точкою $B(x_b, y_b, z_b)$, а кінець траєкторії точкою $E(x_e, y_e, z_e)$. Підставивши ці координати у формули (2.16), визначаємо індекси елементарних об'ємів s_b, c_b, ℓ_b і s_e, c_e, ℓ_e , в яких знаходяться ці точки. Порівнюючи між собою довжини проєкцій траєкторії на осі координат, упорядковуємо їх по убутанню. Припустимо, що для траєкторії BE (на рис. 2.6, б) має місце наступна умова:

$$|\Delta y| > |\Delta x| > |\Delta z|, \quad (2.17)$$

де $\Delta y, \Delta x, \Delta z$ визначаються по формулах

$$\Delta x = x_e - x_b, \Delta y = y_e - y_b, \Delta z = z_e - z_b.$$

Розділивши (2.17) на τ , отримаємо

$$|\Delta y|/\tau > |\Delta x|/\tau > |\Delta z|/\tau. \quad (2.18)$$

Звідси видно, що вздовж осі x траєкторія перетинає більшу кількість

елементарних об'ємів, ніж уздовж z , а уздовж осі y більше, ніж уздовж x .

Розіб'ємо траєкторію BE на відрізки так, щоб їх кінці належали площинам $z_i = (\ell_b + i) \cdot \tau$, $i = 1 \dots n-1$, де $n = |\ell_e - \ell_b|$. Таким чином, кожний відрізок локалізований у шарі, номер якого $\ell_b + i$. На цьому етапі ми визначаємо один з індексів елемента масиву для реєстрації фотона.

Запишемо рівняння прямої, що проходить через дві точки B і E :

$$\frac{x - x_b}{\Delta x} = \frac{y - y_b}{\Delta y} = \frac{z - z_b}{\Delta z}. \quad (2.19)$$

Розв'язуємо рівняння (2.19) відносно z . Після заміни $z = z_i$, отримаємо координати точок, що є кінцями вище певних відрізків

$$x_i = \frac{z_i - z_b}{\Delta z} \Delta x + x_b, \quad y_i = \frac{z_i - z_b}{\Delta z} \Delta y + y_b \quad (2.20)$$

Довжини проекцій відрізків на вісь z рівні τ , окрім першого і останнього, оскільки вірогідність попадання точок початку й кінця траєкторії на площині (2.15) дуже мала. Позначимо проекції відрізків траєкторії локалізованих у шарах ℓ_b , $\ell_b + i$ на осі координат $\Delta_i x = x_{i+1} - x_i$, $\Delta_i y = y_{i+1} - y_i$, $\Delta_i z = z_{i+1} - z_i$, де $i = 1, \dots, n-1$. Нерівність (2.18) справедлива й для відрізків траєкторії BE . Після того, як підставили $\Delta_i x$, $\Delta_i y$, $|\Delta_i z| = \tau$ в (2.18), будемо мати

$$|\Delta_i y| / \tau > |\Delta_i x| / \tau > 1. \quad (2.21)$$

З останньої нерівності видно, що в межах одного шару відрізки перетинають декілька рядків елементарних об'ємів по осі x . Тому, аналогічно попередньому етапу, розбиваємо кожний відрізок у межах шару на більш дрібні відрізки площинами

$$x_j = (s_b + j) \cdot \tau, \quad j = 1 \dots k-1, \quad k = |s_e - s_b|$$

так, щоб кожний був локалізований у рядку $s_b + j$. На цьому етапі визначаємо

другий індекс (у нашому випадку s).

Координати кінців відрізків, локалізованих у рядку, визначаємо при рішенні рівняння (2.19) щодо x і підставивши $x = x_j$.

$$x_i = \frac{x_j - x_b}{\Delta x} \Delta y + y_b, \quad x_i = \frac{x_j - x_b}{\Delta x} \Delta z + z_b.$$

Оскільки $|\Delta_j x| = |x_{j+1} - x_j| = \tau$, то з формули (2.18) маємо

$$|\Delta_j y| / \tau > 1.$$

Таким чином, відрізки перетинають декілька стовпців уздовж осі y . Номери стовпців, в яких знаходяться кінці відрізків, визначаються підстановкою значень y_j у формулу (2.16). Позначимо їх c'_b і c'_e .

Отже, траєкторія розбилася на відрізки, локалізовані в ряді осередків, розташованих у певному шарі. Збільшивши на одиницю значення відповідних елементів масиву, фіксуємо проходження фотона через ці осередки. У результаті усереднювання траєкторій, у кожному елементі масиву записується кількість фотонів. Індокси масиву однозначно зв'язані формулами (2.15), (2.16) із зразком, що дозволяє фіксувати траєкторії фотонів, які перебували в області спостереження. Ця інформація дозволяє розраховувати просторову освітленість в ДРС.

2.7 Результати розрахунку освітленості у вибухових речовинах

Приведемо результати розрахунків просторової освітленості у вибухових речовинах, використовуючи розроблений метод імітаційного моделювання процесу поширення випромінювання – метод Монте-Карло.

Перш за все, необхідно було перевірити правильність роботи програми розрахунку шляхом порівняння отриманих результатів з відомими, а саме, з

результатами роботи [15], в якій також використовувався метод Монте-Карло. Оскільки оптичні властивості досліджуваних світлочутливих вибухових композитів і азиду свинцю близькі, то залежність щільності енергії ініціювання від діаметра плями (краєві ефекти) перестають позначатися при $d \sim 100\tau \sim 1$ см [15]. Звідси витікає, що $\tau \sim 10^{-2}$ см. Тут $\tau = 1/(\alpha + \beta)$ – середня довжина вільного пробігу α і β – показники поглинання та розсіювання елементарного об'єму ДРС. Прийняті наступні значення коефіцієнта «виживаємості» фотона: $\Lambda = \beta/(\alpha + \beta) = 0,999, 0,99, 0,9, 0,8$. Для значень Λ і τ показники поглинання і розсіювання елементарного об'єму ДРС відповідно рівні: β (см⁻¹) = 99,9, 99, 90, 80; α (см⁻¹) = 0,1, 1, 10, 20.

У першому варіанті розрахунків відносний показник заломлення $n = n_2/n_1 = 1$, де $n_1 = 1$ – коефіцієнти заломлення навколишнього середовища; $n_2 = 1$ – коефіцієнт заломлення ДРС.

У другому варіанті розрахунків відносний показник заломлення $n = n_2/n_1 = 1,5$, де $n_1 = 1$ – коефіцієнти заломлення навколишнього середовища; $n_2 = 1,5$ – коефіцієнт заломлення ДРС.

Індикатриса розсіяння сферична ($\chi = 1$) і витягнута ($\chi = 1 + \mu$).

Проведемо розрахунки коефіцієнта дифузного відбиття напівнескінченного шару ДРС, освітлюваного широким гауссовим пучком, обмеженим діафрагмою по рівню 0,8. Параметр Гаусса $\sigma = 0,746$ см витікає з виразу (2.3).

У розрахунках враховувалися фотони кількістю $N_0 = 10^6$ шт, які пройшли через діафрагму з подальшим статистичним усереднюванням результатів. В задачі розглядається нормальне падіння лазерного пучка ($\theta = 0$).

У табл. 2.1 наведені результати розрахунків, що отримані в даній роботі, та результати, що показані в [15]. Видно деякі невідповідності головним чином при $\chi = 1$, $n = 1$. Взагалі узгодження результатів задовільне. Невідповідність деяких результатів може бути пов'язана з тим, що в роботі [10] розглядалися лазерні пучки з прямокутним профілем розподілу щільності енергії, а ми розглядали

гауссові пучки, обмежені діафрагмою. Треба враховувати імовірну відмінність вживаних алгоритмів моделювання.

Таблиця 2.1 – Коефіцієнти відбиття плоского розсіюючого шару

Λ	χ=1		χ=1+μ	
	МК[15]	ММК(НТУ)*	МК[15]	ММК(НТУ)*
	<i>n</i> =1 (перший варіант розрахунків)			
0,999	0,898	0,931	0,890	0,901
0,99	0,732	0,795	0,720	0,726
0,9	0,398	0,476	0,279	0,357
0,8	0,284	0,342	0,199	0,232
	<i>n</i> =1,5 (другий варіант розрахунків)			
0,999	0,827	0,851	0,811	0,794
0,99	0,604	0,620	0,522	0,514
0,9	0,258	0,289	0,206	0,170
0,8	0,172	0,189	0,107	0,095

*ММК(НТУ) – результати, отримані у даній роботі

Результати ініціювання зарядів СВК мають значну залежність від об'ємної освітленості речовини. За характеристику світлового поля прийнято відношення просторової освітленості $E_0(x,y,z)$ до поверхневої освітленості в центрі пучка $E(0)$:

$$F = \frac{E_0(r)}{E(0)}.$$

Просторова освітленість (щільність потоку енергії, що потрапляє з усіх боків в елементарний об'єм прозорого середовища):

$$E_0 = \int_{4\pi} I d\Omega,$$

де I – інтенсивність випромінювання або щільність потоку світлової енергії в тілесному куті $d\Omega$).

У термінах ММК $I=n \cdot h\nu$, де n – щільність потоку фотонів в одиничному тілесному куті $d\Omega$. Для ізотропного світлового поля h

$$E_0(r)=4\pi \cdot n(r) \cdot h\nu. \quad (2.22)$$

Поверхневу освітленість у центрі лазерного пучка знаходять із виразу

$$E(0)=n(0) \cdot h\nu,$$

де $h\nu$ – енергія фотона; $n(0)$ – поверхнева щільність потоку фотонів у центрі лазерного пучка, що визначається за формулою (2.4).

При розрахунках використовувалися елементарні об'єми у вигляді куба τ^3 . Тому величина E_0 визначалася за формулою

$$E_0 = \sum_{i=1}^6 \frac{N_i h\nu}{\tau^2} = \frac{N h\nu}{\tau^2}, \quad (2.23)$$

де N_i – потік фотонів, що потрапляють в елементарний об'єм через i -у грань, N – повний потік фотонів.

В якості характеристики світлового поля ДРС є прийнята величина F :

$$F = \frac{E_0}{E(0)} = \frac{N(r)}{\tau^2 n(0)}.$$

Умови, за якими здійснимий розрахунок просторової освітленості:

$$\tau = 10^{-2} \text{ см}, n = 1,5, \chi = 1; \Lambda = 0,999, 0,99; \rho_\infty = 0,851, 0,620; \alpha \text{ (см}^{-1}\text{)}=0,1, 1; \\ \beta \text{ (см}^{-1}\text{)} = 99,9, 99.$$

Виберемо відносний радіус лазерного пучка $r_0/\tau = 2, 10, 20, 30, 50$ ($r_0(\text{см}) = 2 \cdot 10^{-2}, 10^{-1}, 2 \cdot 10^{-1}, 3 \cdot 10^{-1}, 5 \cdot 10^{-1}$).

Оскільки в розрахунках використовуємо лазерні пучки, що обмежені діафрагмою за рівнем інтенсивності 0,8, то для вказаних вище значень відносний

радіус лазерного пучка (r_0/τ) параметр Гаусса, відповідно до (2.3), дорівнює:
 $\sigma(\text{см}^{-1}) = 2,99 \cdot 10^{-2}; 1,49 \cdot 10^{-1}; 2,98 \cdot 10^{-1}; 4,49 \cdot 10^{-1}; 7,78 \cdot 10^{-1}$.

Розподіл просторової освітленості за глибиною розсіюючого шару для вказаних вище значень розміру лазерного пучка (в одиницях r_0/τ) показаний на рис. 2.7-2.9.

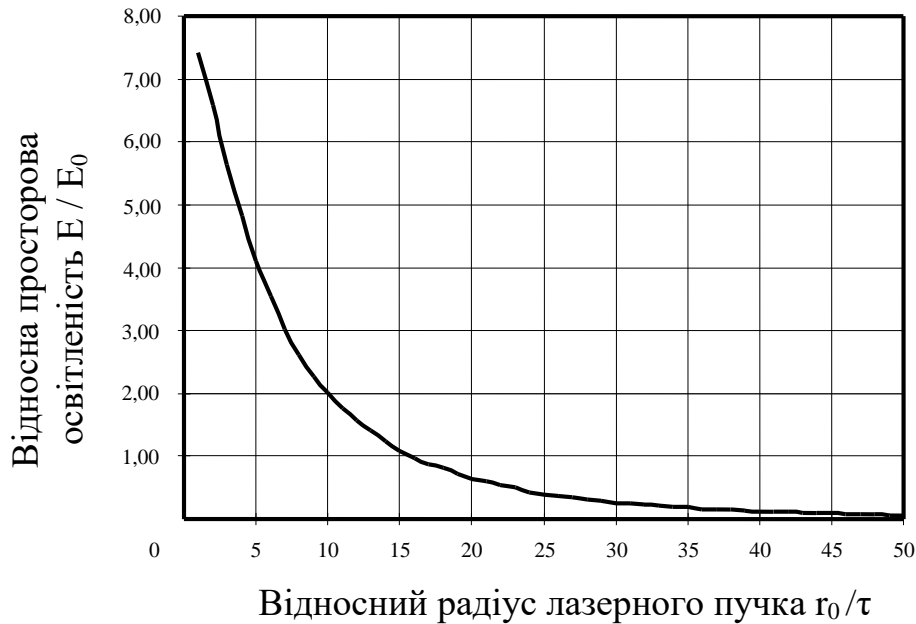


Рисунок 2.7 – Залежність відносної просторової освітленості E/E_0 від глибини ДРС і від радіуса лазерного пучка при $r_0 = 0,1 \text{ см}$; $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$;

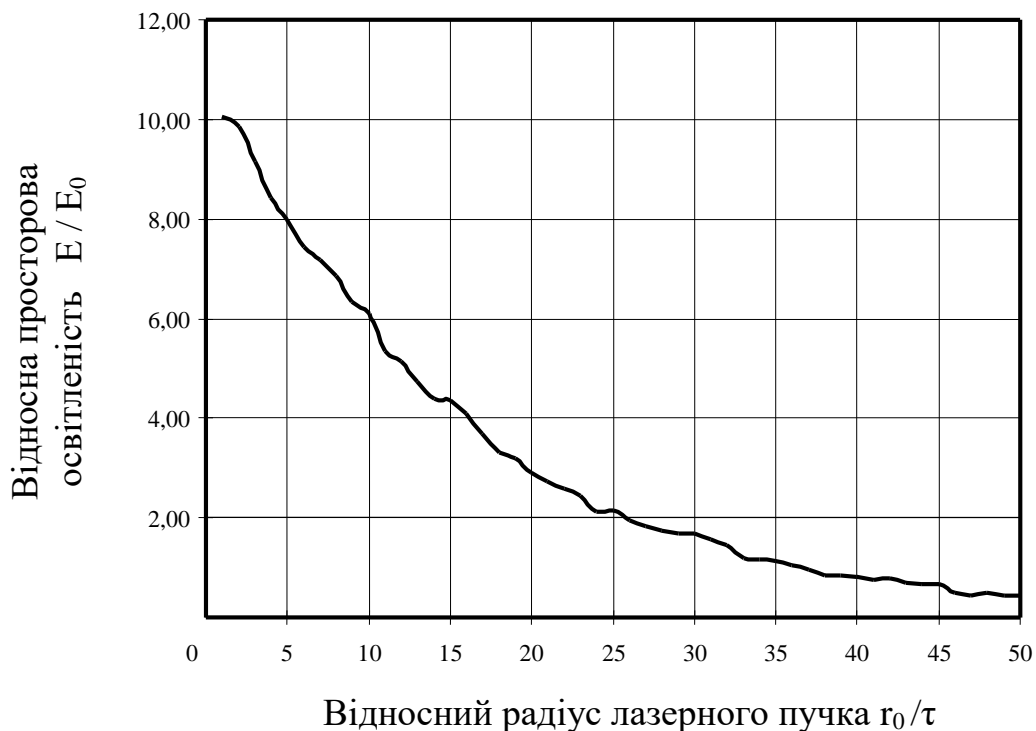


Рисунок 2.8 – Залежність відносної просторової освітленості E/E_0 від

глибини ДРС і від радіуса лазерного пучка при $r_0 = 0,3$ см; $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2}$ см; $\Lambda = 0,9989$; $\rho_\infty = 0,78$.

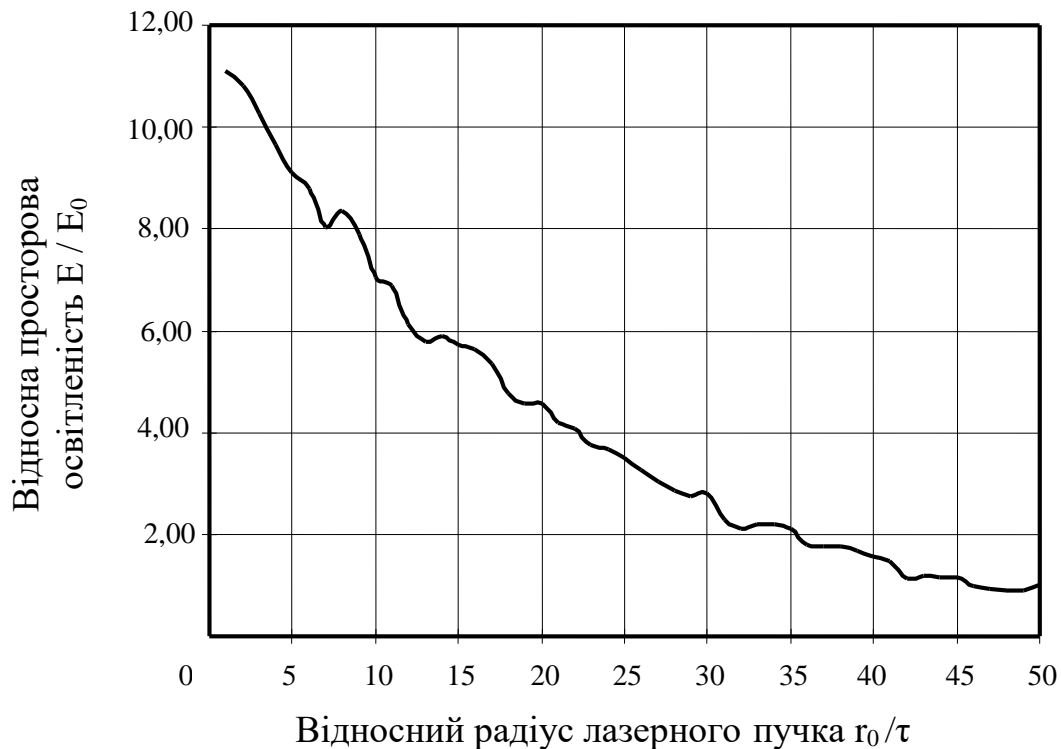


Рисунок 2.9 – Залежність відносної просторової освітленості E/E_0 від глибини ДРС і від радіуса лазерного пучка при $r_0 = 0,5$ см; $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2}$ см; $\Lambda = 0,9989$; $\rho_\infty = 0,78$.

Експериментально показано, що суттєвий вплив на процес лазерного запалювання світлочутливих вибухових композитів має прозорість вибухового матеріалу. Із збільшенням прозорості (до 30 – 40%) поріг запалювання знижується. При подальшому збільшенні поріг починає зростати. Як наголошувалося вище, підвищення порогу запалювання обумовлено впливом хімічно інертної зв'язки з органічного скла.

З рисунків видно, що при збільшенні радіусу лазерного пучка зростає об'ємна освітленість усередині вибухової речовини, що, природно, сприятливо позначається на розігріванні поглинаючих оптичних мікронеоднорідностей, відповідальних за процес осередкового запалювання ВР. Цей результат задовільно узгоджується з отриманими раніше експериментальними результатами.

Для теоретичного підтвердження цього висновку були проведені

розрахунки освітленості в об'ємі ВР при іншій довжині вільного поширення фотона: $3,3 \times 10^{-2}$ см. Результати розрахунків показані на рис. 2.10-2.12.

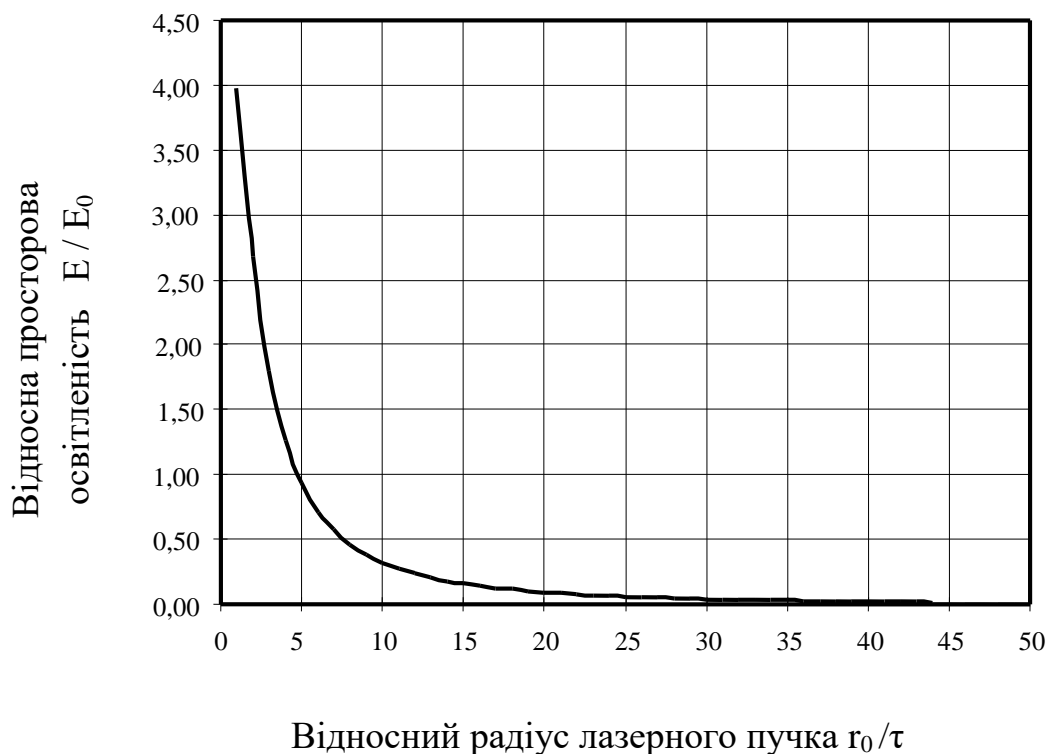


Рисунок 2.10 – Залежність відносної просторової освітленості E/E_0 від глибини ДРС і від радіуса лазерного пучка при $r_0 = 0,1$ см; $\tau = 3,3 \cdot 10^{-2}$ см; $\Lambda = 0,9996$; $\rho_\infty = 0,862$.

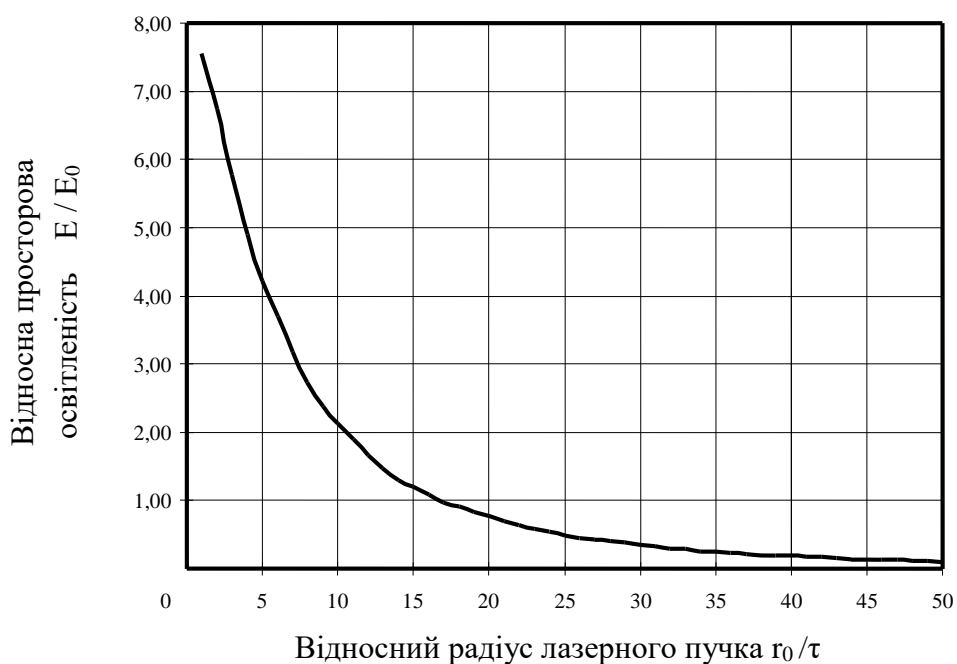


Рисунок 2.11 – Залежність відносної просторової освітленості E/E_0 від глибини ДРС і від радіуса лазерного пучка при $r_0 = 0,3$ см; $\tau = 3,3 \cdot 10^{-2}$ см;

$$\Lambda = 0,9996; \rho_{\infty} = 0,862.$$

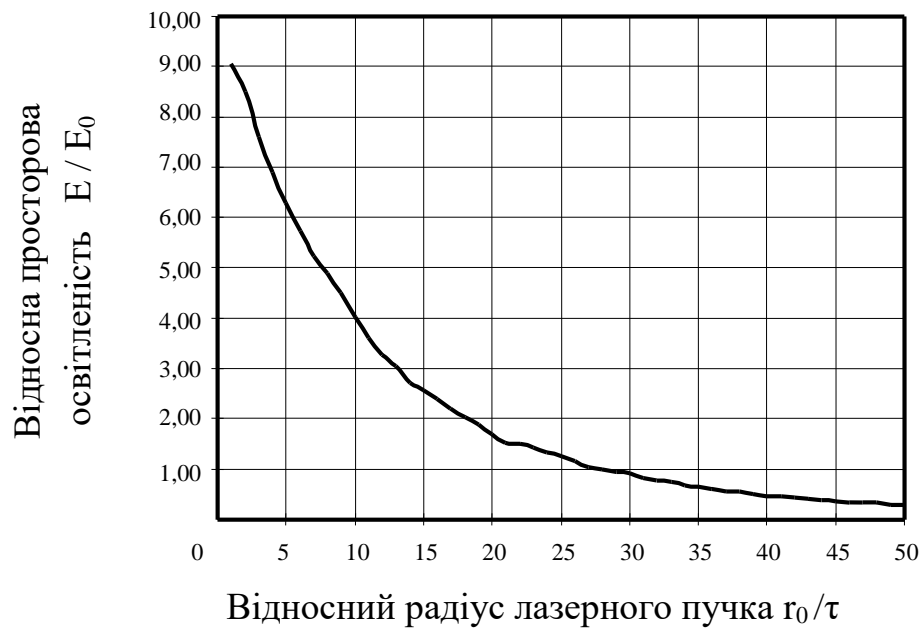


Рисунок 2.12 – Залежність відносної просторової освітленості E/E_0 від глибини ДРС і від радіуса лазерного пучка при $r_0 = 0,5$ см; $\tau = 3,3 \cdot 10^{-2}$ см; $\Lambda = 0,9996$; $\rho_{\infty} = 0,862$.

Важливе місце в теоретичних розрахунках займають обчислення просторової освітленості в залежності від товщини шару вибухової речовини. Результати розрахунків приведені на рис 2.13. Видно, що зменшення товщини зразків ВР знижує освітленість в об'ємі шару ВР за рахунок втрати фотонів на протилежній границі речовини. Іншими словами, частка фотонів не дає вкладу у збільшення освітленості. Ця обставина говорить про те, що для запалювання таких зразків ВР потрібні більш високі значення щільності енергії лазерного випромінювання, що й спостерігається в експериментах. У попередніх експериментах (дані представлені в звіті за 1-й етап) вибухові склади (ВС) були сумішшю ВР і матеріалу в'язки. У якості в'язки використовувався поліметилметакрилат (оргскло), що має дуже малий показник поглинання $\alpha \sim 10^{-3}-10^{-4}$ см, тому поглинанням лазерного випромінювання в такому матеріалі можна нехтувати. Отже, при збільшенні концентрації зв'язки знижується як показник поглинання ВС, так і коефіцієнт розсіювання за рахунок

зменшення змісту розсіюючих центрів (кристалів ВР і мікронеоднорідностей) в одиниці об'єму. Оскільки для досліджених нами зарядів ВС $\alpha \ll \beta$, то збільшення концентрації оргскла практично не впливає на коефіцієнт виживання, але істотно збільшує довжину вільного пробігу. Все це призводить до значного перерозподілу об'ємної освітленості ДРС.

Виконаємо розрахунки за наступних характеристик ДРС: $\alpha = 0,1 \text{ см}^{-1}$
 $\beta = 90 \text{ см}^{-1}$ і $\alpha = 0,01 \text{ см}^{-1}$ $\beta = 30 \text{ см}^{-1}$.

Для цих пар α і β , Λ і τ відповідно рівні: $\Lambda = 0,9989$, $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$;
 $\Lambda = 0,9996$, $\tau = 3,33 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Коефіцієнти “виживання” відрізняються на 0,07 %, а довжина вільного пробігу – в 3 рази.

На рис. 2.13 показаний розподіл освітленості усередині об'єму ДРС для цих двох випадків при $r_0 = 0,1$ і $0,3 \text{ см}$.

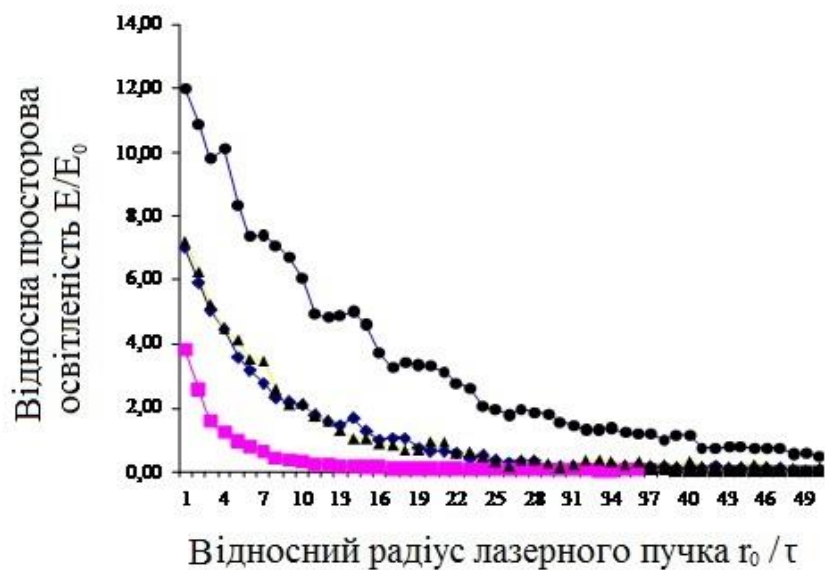


Рисунок 2.13 – Освітленість в об'ємі ДРС вздовж осі лазерного пучка:

◆ – $r_0 = 0,1 \text{ см}$ (9τ), $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\Lambda = 0,9989$, $\rho_\infty = 0,780$;

■ – $r_0 = 0,1 \text{ см}$ (3τ), $\tau = 3,33 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\Lambda = 0,9996$, $\rho_\infty = 0,871$;

△ – $r_0 = 0,3 \text{ см}$ (9τ), $\tau = 3,33 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\Lambda = 0,9996$, $\rho_\infty = 0,875$;

○ – $r_0 = 0,3 \text{ см}$ (30τ), $\tau = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\Lambda = 0,9989$, $\rho_\infty = 0,786$

Порівнюючи результати, що показані на рис. 2.12 і 2.13, можна зробити

висновок, що характер залежності E/E_0 істотно залежить від співвідношення між радіусом пучка r і середньою довжиною вільного пробігу τ , тобто від значення r_0/τ . У розрахунках також набуті значення величини $F \approx 2 \div 12$, що узгоджується з результатами [6, 13, 15, 16, 18, 19]. Таке збільшення просторової освітленості всередині шару ВР може пояснити результати низькопорогового запалювання, що, як указувалося вище, і було зроблене авторами роботи [15].

2.8 Головні результати імітаційного моделювання

1. Фізико-математична модель розсіювання світла створена з використанням фізичної моделі поведінки фотона у дифузійно-розсіюючому середовищі, на розрахунковому методі Монте-Карло, законів відбиття світла (закони Френеля) при розсіюванні світла на вільних поверхнях зразків вибухових речовин, з урахуванням геометрії лазерного пучка (здійснювався вибір гауссових пучків, що обмежені діафрагмою, а також їх нахилення відносно до освітленої поверхні) та нового підходу в задачі усереднення траєкторій руху фотонів.

2. Збільшення в зразках СВК концентрації полімеру призводить до того, що глибина шару матеріалу з високими значеннями освітленості зростає.

3. Під час розгляду обмеженого шару виникають граничні ефекти, які можуть зменшити значення F . Істотний вплив на проникнення світла в ДРС надає шорсткість поверхні. Структура розсіяного випромінювання всередині шару визначається показниками поглинання й розсіювання та індикатрисою розсіювання. Ці параметри залежать від спектру випромінювання, а також від поляризації. Тому при $\Lambda < 0,999$ це веде до зниження максимуму F . Окрім вказаних чинників, на зниження F можуть впливати інтерференційні ефекти, пов'язані з проходженням через дану точку простору фотонів, що мають зсув фаз і частково або повністю гасять один одного. Таким чином, коректна фізична інтерпретація явища низькопорогового запалювання вибухових речовин неможлива без урахування процесів розсіювання фотонів у цих матеріалах.

Запропонована фізико-математична модель розсіювання світла в об'ємі

вибухової речовини базується на розрахунковому методі Монте-Карло. В основі методу лежить використання генератора випадкових чисел для розігрування випадкових величин кута розсіювання фотона та довжини вільного пробігу. У моделі враховувалася геометрія лазерного пучка – здійснювався вибір гауссових пучків, що обмежені діафрагмою, а також їх нахилення відносно освітленої поверхні. При розсіюванні світла на вільних поверхнях зразку ВР використовувалися формули Френеля. Отримання просторової освітленості в розрахункових комірках дифузійно-розсіюючої речовини був запропонований новий підхід осереднення траєкторій руху фотонів.

Основні результати досліджень такі.

Фізико-математична модель розсіювання світла створена на основі фізичної моделі поведінки фотона у ДРС, методом імітаційного моделювання Монте-Карло, – законів відбиття світла при розсіюванні світла на вільних поверхнях зразків вибухових речовин, з урахуванням геометрії лазерного пучка (здійснювався вибір гауссових пучків, що обмежені діафрагмою, а також їх нахилення відносно до освітленої поверхні) та нового підходу в задачі усереднення траєкторій руху фотонів.

Уперше сформульовані основні граничні умови входу фотонів в ДРС та, закономірності їх подальшого поширення з урахуванням “виживання” фотонів на границях розподілу фаз.

Уперше сформульовані математичні умови, що відповідають виходу фотона із системи спостереження за рахунок поглинання на стінках оптичного детонатора, повного внутрішнього відбиття на границях оптичних середовищ, виходу фотонів за межі середовища.

Запропонована оригінальна методика усереднення траєкторій руху фотонів, яка дозволяє здійснити просту реалізацію розрахунків шляхом моделювання.

Уперше встановлено, що зменшення товщини зразків ВР знижує освітленість в об’ємі шару ВР за рахунок втрати фотонів на протилежній границі речовини. Цей результат говорить про те, що в цьому випадку для запалювання ВР потрібні більш високі значення щільності енергії лазерного випромінювання,

що і було підтверджено експериментально.

Сформульовані основний алгоритм розрахунку чисельного моделювання поширення світла в дифузійно-розсіюючому середовищі з щільним упакуванням розсіювачів та оснований на методі Монте-Карло алгоритм розрахунку освітленості в об'ємі дифузійно-розсіюючого середовища. Встановлено, що максимум освітленості зростає при збільшенні діаметра лазерного пучка й зміщується углиб ДРС. Проте зростання припиняється в разі досягнення певного значення (в даному випадку $r_0/\tau \sim 50$), тобто при ініціюванні ВР широкими пучками краєві ефекти зникають. Все це є наслідком багатократного розсіяння випромінювання в ДРС, що спостерігається для середовищ з високим коефіцієнтом розсіяння й низьким коефіцієнтом поглинання.

Отримані розрахунки освітленості у ДРС в залежності від радіуса лазерного пучка, довжини вільного пробігу фотонів (прозорості зразків ВР), товщини дифузійно-розсіюючого середовища задовільно узгоджуються з результатами експериментів.

Встановлено, що параметри поглинання й розсіяння залежать від спектру випромінювання, а також поляризації. Зокрема можуть впливати інтерференційні ефекти, пов'язані з проходженням через дану точку простору фотонів, що мають зсув фаз і частково або повністю гасять один одного.

Таким чином, коректна фізична інтерпретація явища низькопорогового запалювання вибухових речовин неможлива без урахування процесів розсіяння фотонів у матеріалах цього класу.

Завдяки використанню фізико-математичного моделювання були отримані вірогідні результати освітленості в об'ємі дифузійно-розсіюючого середовища, що є дуже важливою інформацією для вирішення задачі 100 %-го спрацювання лабораторного оптичного детонатора в залежності від енергетичних характеристик лазерного випромінювання.

Результати роботи можуть бути використані при створенні лабораторних зразків оптичного детонатора (ОД), а також в дослідженнях спрацювання ОД в залежності від енергетичних та геометричних характеристик лазерного пучка.

Результати роботи також можуть бути застосовані в галузях промисловості, що використовують методи обробки матеріалів вибухом, у наукових дослідженнях фізико-хімічних явищ, що спостерігаються під час процесів швидкого перебігу.

ВИСНОВКИ

Основу фізичної моделі поширення світла у ДРС (поведінки фотона в дифузійно-розсіючому середовищі) складають наступні ефекти:

- зародження “гарячих точок” в оптично прозорих вибухових речовинах за рахунок швидкого введення енергії лазерного імпульсу (одиниць-десятків наносекунд);

- зниження порогів запалювання СВР короткими лазерними імпульсами;

- залежність щільності енергії ініціювання від радіусу лазерного пучка; (розмірний ефект);

Коротке формулювання фізичної моделі запалювання вибухових речовин лазерним моноімпульсом для створення оптичного детонатора може бути зведено до наступного:

- осередкове запалювання світлочутливих вибухових речовин здійснюється в умовах багатократного розсіювання фотонів на гранях кристалів ВР, яке значно підвищує об'ємну освітленість, а, отже, і ефективність введення енергії лазерного імпульсу в мікронеоднорідності речовини;

- підвищення освітленості в глибині ВР є найефективнішим способом зниження порогу запалювання вибухових речовин, які використовуються в оптичних детонаторах, що свідчить на користь застосування в засобах підривання зарядів ВР первинними світлочутливими і вибуховими композитами.

За результатами досліджень опубліковані роботи [2-6].

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 2

1. Соболев В.В. Закономерности изменения энергии химической связи в поле точечного заряда. *Доп. НАН України*. 2010. № 4. С. 88–95.
2. Соболев В.В., Ищенко Б.С., Куливар В.В., Романова А.С. Физико-технические особенности оптической системы инициирования зарядов взрывчатых веществ. Перспективи розвитку будівельних технологій [Текст]: матеріали 11-ї міжнародної науково-практичної конференції молодих учених, аспірантів і студентів, 26–27 квітня 2017 р. [присвячена 80-ти річчю пам'яті Івана Степановича Новосильцева] / редкол.: О.М. Шашенко [та ін.]– Д.: Національний гірничий університет. 2017. С. 126-128
3. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А.Л., Зазимко В.И. Возможные механизмы зажигания взрывчатых веществ лазерным импульсным излучением. Форум гірників- 2017: матеріали міжнар. конф. 4-7 жовтня 2017, м. Дніпро: Національний гірничий університет. 2017. С. 219-228.
4. Viacheslav Kulivar, Ihor Usyk , Nina Shepel, and Kostiantyn Kravchenko. Features of initiating the light-sensitive explosive composites for safe blasting of borehole charges in coal mines. *E3S Web of Conferences* 123. 2019.
5. Зазимко В.І., Кулівар В.В. Про деякі особливості течії хімічних реакцій в зарядах вибухових речовин, збуджених світловим імпульсним випромінюванням. *Вісті Донецького гірничого інституту*. 2018. № 1. С. 143-153.
6. Куливар, В.В., Кириченко, А.Л. Расчет оптических характеристик микроразмерных неоднородностей взрывчатых веществ с использованием теории МИ. Форум гірників - 2018: матеріали міжнар. наук.-техн. конф., 10-13 жовтня 2018 р., м. Дніпро, С. 84-89.
7. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1978. Т. 14, № 4. С. 86-91.

8. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения. *Физика горения и взрыва*. 1984. Т. 20, № 6. С. 104-109.
9. Hagan J.T., Chaundhri M.M. Low energy Lazer initiation of single crystal of lead azide. *J. Mat. Sci.* 1981. V. 16, № 9. P. 2457-2466.
10. Чернай А.В., Кучугурный Ю.П. О поглощении света микровключениями в азиде свинца / Ин-т техн. мех. АН УССР. – Днепропетровск, 1986. – 12 с. – Деп. в ВИНТИ, № 7571-В86.
11. Чернай А.В. О механизме зажигания конденсированных вторичных ВВ лазерным импульсом. *Физика горения и взрыва*. 1996. Т. 32, № 1. С. 62 -69.
12. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. – Минск: Наука и техника, 1969. 592 с.
13. Соболев В.В., Чернай А.В. Использование метода Монте-Карло для решения задачи возбуждения детонации в заряде ВВ лазерным моноимпульсом. Информационный бюллетень Украинского союза инженеров-взрывников. 2013. № 1. С. 3-8.
14. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. 926 с.
15. Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1989. Т. 25, № 1. С. 3-9.
16. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние режима генерации на особенности размерного эффекта при лазерном инициировании прессованного азида свинца. *Физ. горен. и взрыва*. 1982, № 6. С. 60-62.
17. Карабанов Ю.Ф., Боболев В.К. Зажигание инициирующих взрывчатых веществ импульсным лазерным излучением. *Доклады АН СССР*. 1981. Т. 256, № 5. С. 1152-1155.
18. Агеева Е.П., Ципилев В.П., Яковлев А.Н. Моделирование прохождения фотонов в полубесконечной диффузно-рассеивающей среде методом Монте-Карло. Фундаментальные проблемы новых технологий в 3-м тысячелетии: докл. 3 Всерос. конф. молод. уч., Томск, 3-6 марта 2006. Томск, 2006. С. 644-647.
19. Агеева Е.П., Ципилев В.П., Яковлев А.Н. Моделирование прохождения

фотонов в диффузно-рассеивающей среде полубесконечного и конечного размера с использованием метода Монте-Карло. Физико-химические процессы в неорганических материалах : докл. 10 Междунар. конф. (ФХП-10), Кемерово, 10-12 окт. 2007. Кемерово. 2007. Т. 1. С. 11-23.

РОЗДІЛ 3

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ІНІЦЮВАННЯ ДЕТОНАЦІЇ СВІТЛОЧУТЛИВИХ ПЕРВИННИХ ВИБУХОВИХ КОМПОЗИТІВ ВУЗЬКИМИ ПУЧКАМИ ЛАЗЕРНОГО МОНОІМПУЛЬСУ

У роботі використані методики досліджень в області запалювання вибухових речовин лазерним імпульсним випромінюванням і досвід, накопичений фахівцями з наукових організацій України, Росії, Польщі, США, Японії. Принципові схеми експериментальних досліджень, представлені нижче, використовуються в НТУ «Дніпровська політехніка» протягом останніх 30 років і можуть бути використані для вирішення різних наукових задач у галузі хімічної фізики процесів запалювання енергонасичених матеріалів лазерним випромінюванням.

У даному розділі представлені результати експериментальних досліджень, направлені на вирішення задачі встановлення та вивчення закономірностей впливу вузьких пучків лазерного моноімпульсного випромінювання на процеси запалювання світлочутливих вибухових композитів на основі азиду свинцю.

3.1 Експериментальна установка, вимірювальні прилади та обладнання для досліджень

У всіх експериментах використовувався оптичний квантовий генератор конструкції НТУ «Дніпровська політехніка», призначений для ініціювання кількох десятків набоїв вибухових речовин (свердловинних або шпурових зарядів) в заданій часовій послідовності між групами зарядів або між зарядами в групі. Може здійснюватися підривання одиночних зарядів ВР, при цьому ОКГ випромінювання надійно ініціює детонацію у світлочутливих вибухових композитах як шляхом передачі світлового імпульсу через світловолоконний кабель, так і безпосередньо через повітря, опромінюючи відкриті поверхні заряду. ОКГ містить три канали (три лазера), між якими здійснюється електронна

комутація, що дозволяє в заданий час посилати моноімпульс у напрямку трьох незалежних один від одного магістральних оптоволоконних каналах. Загальний вигляд ОКГ показаний на рис. 1.5.

У табл. 3.1 наведені результати вимірювань порогової енергії накачування $E_{\text{пор}}$, порогової напруги $U_{\text{пор}}$ і енергії генерації $E_{\text{Г}}$ для трьох лазерів ОКГ.

Таблиця 3.1– Робочі характеристики лазерів в ОКГ

Фізичні характеристики	Номер лазера		
	1 л	2 л	3 л
$U_{\text{пор}}$, В	1400	1450	1400
$E_{\text{пор}}$, Дж	98	105	98
$E_{\text{Г}}$, Дж	0,18	0,17	0,22

Одночасно з наведеними характеристиками контролювалася кількість генеруючих імпульсів випромінювання при одному імпульсі накачування. Встановлено, що для кожного з трьох лазерів зареєстрований тільки один імпульс випромінювання при одному імпульсі накачування, тобто реалізується режим моноімпульса або однопіковий режим. Інтервали часу між послідовними імпульсами регулюються за допомогою потенціометрів на панелі управління від 0 до 80 мс (рис. 1.5, а).

Форма лазерного імпульсу в часі, рис. 3.1, вимірялася за допомогою швидкодіючого фотодіода Sub-Nanosecond 50 ohm Photodiode.

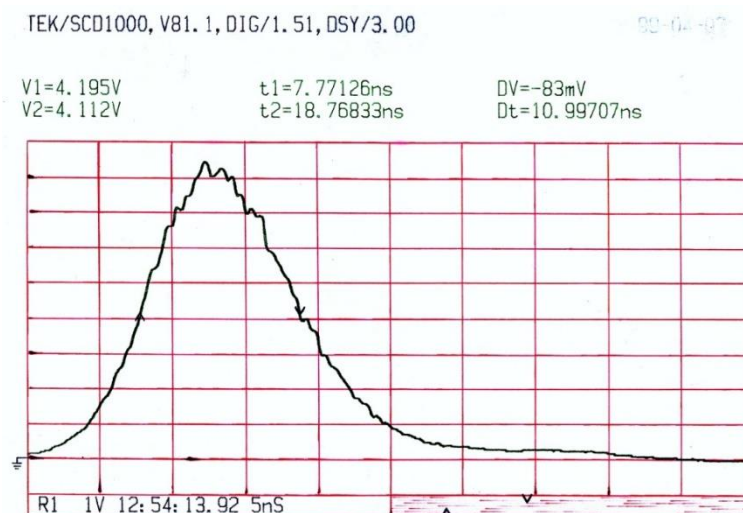


Рисунок 3.1 – Форма лазерного імпульсу

Характерний час нарощування і спаду складає 10^{-10} с. Сигнал з фотодіода

реєструвався осцилографом SCD 1000 фірми Tektronix. З рисунка видно, що тривалість лазерного імпульсу на половині висоти його інтенсивності складає 10,997 нс. На схемі експериментального комплексу наукового устаткування, рис. 3.2, під цифрою **1** показано лазерний діод, який разом з діафрагмою **15** використовувалися для юстування оптичного тракту. **2** – лазер; за допомогою призми **4** лазерний промінь направлявся на заряд СВК – вибухову речовину **11**, що була нанесена як покриття діаметром 15 мм на скляну пластину **10**. Зразок, що досліджувався із СВК і скляної пластини **10**, закріплювався до пластини з алюмінію **9** завтовшки 8 мм, що мала отвір діаметром 8 мм для проходження лазерного випромінювання. Лінза **7** використовувалася для регулювання необхідної величини діаметра лазерного пучка. Фотодіод **12** реєстрував запалювання СВК. Світлофільтри **5** використовувалися для вимірювань енергії лазерного випромінювання, що падає на зразок, при фіксованій відстані від СВК до лінзи. Для визначення цієї енергії застосовувався **6** – вимірювач енергії лазерного випромінювання ВЕЛ-300.

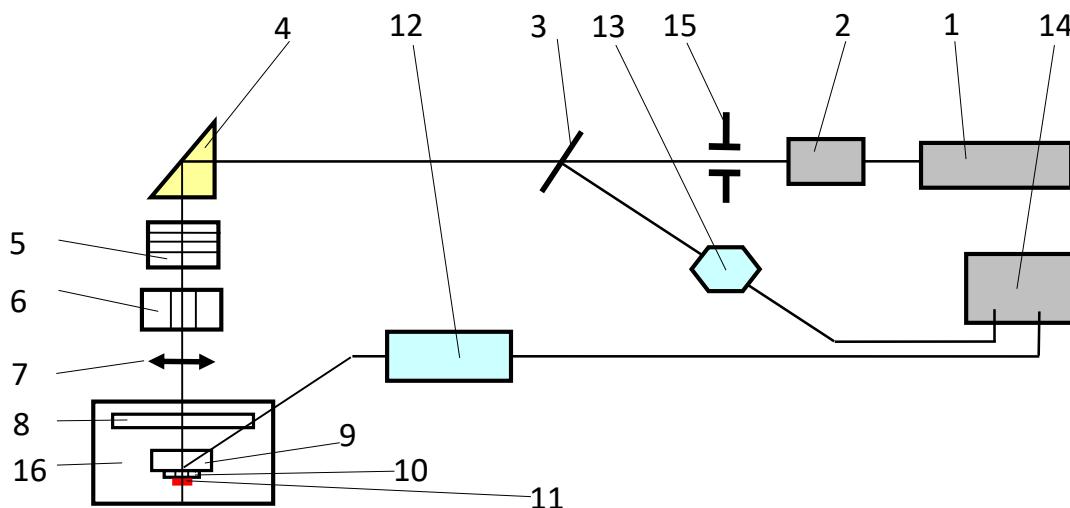


Рисунок 3.2 – Схема експериментального дослідницького комплексу, розробленого НТУ «ДП»: 1 – лазерний діод; 2 – (ОКГ) лазер; 3 – дзеркало; 4 – оптична призма; 5 – світлофільтри; 6 – вимірювальна головка вимірювача лазерної енергії ВЕЛ-300; 7 – лінза; 8 – пластина-екран із скла; 9 – алюмінієва пластина; 10 – пластина із скла; 11 – СВК; 12 – фотодіод для реєстрації продуктів вибуху; 13 – фотодіод для реєстрації лазерного імпульсу; 14 – осцилограф TDS-350; 15 – діафрагма; 16 – камера

Індукційний час (час затримки) ініціювання детонації зарядів СВК від

початку дії лазерного імпульсу вимірювали фотодіодами **12** і **13**, які працювали в діапазонах спектрів 0,4-1,2 мкм і 0,8-1,4 мкм відповідно.

За схемою рис. 3.2 здійснюється визначення часу індукції, що обмежений початком дії лазерного моноімпульсу на заряд СВК до моменту вибуху заряду, вимірювання можна проводити одним фотодіодом. У цьому випадку фотодіод реєструє лазерний імпульс і світловий імпульс від продуктів вибуху.

З введенням в експериментальний комплекс вибухової камери, в яку встановлювався маятник з датчиком кута. Схема стаціонарного експериментального комплексу була змінена, рис. 3.3.

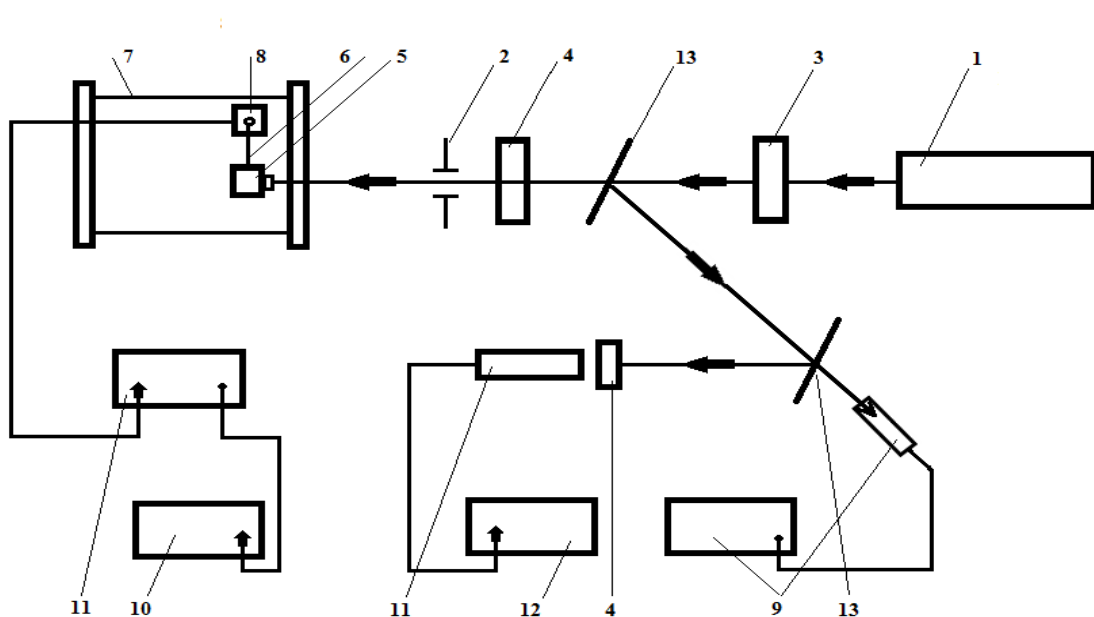


Рисунок 3.3 – Принципова схема експериментальної установки: 1 – лазер; 2 – діафрагма; 3 – лінза; 4 – світлофільтри; 5 – зразок; 6 – маятник; 7 – вибухова камера; 8 – датчик кута відхилення маятника; 9 – вимірювач енергії; 10 – ПЦУ Щ68000К; 11 – цифровий вольтметр; 12 – осцилографи TDS-350; 13 – пластина світлорозподільна;

На рис. 3.4 показаний загальний вид вибухової камери зі швидкісним фотореєстратором; обсяг камери 260 л, розрахована на вибух заряду TNT масою 25 г з високошвидкісною зйомкою процесу.

У разі необхідності передачі лазерного випромінювання для створення імпульсу заданої тривалості ініціюють детонацію поверхневого тонкого шару СВК, нанесеного на досліджуваний об'єкт (рис. 3.5). Цей прийом можна

використовувати в гірничій справі для руйнування негабариту, а в машинобудуванні - для нанесення маркерів у мікроструктурі металевих виробів та ін. Відстань між елементами 3 та 6 може становити сотні метрів.

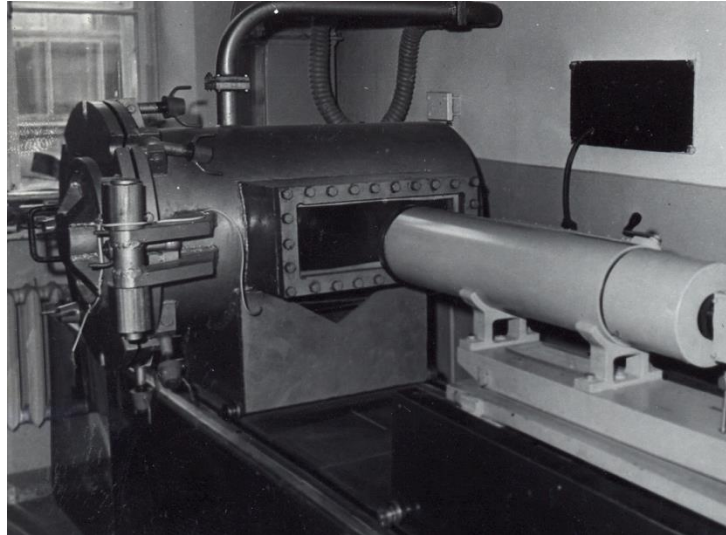


Рисунок 3.4 – Вибухова камера (ділянка вибуху КБ «Південне»)

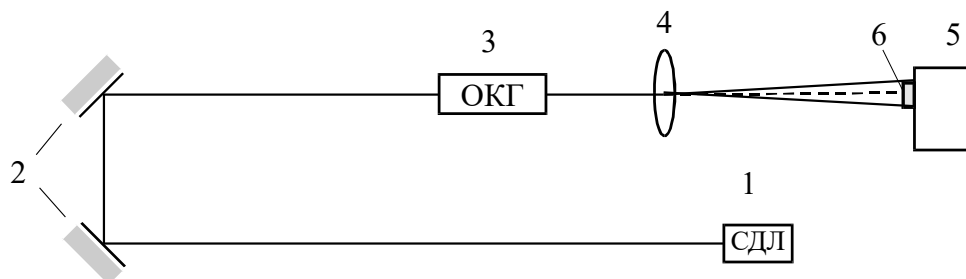


Рисунок 3.5 – схема установки для підривання накладного заряду: 1 – пілотний лазер для наведення променя на ціль, 2 – дзеркало, 3 – ОКГ; 4 – розсіююча лінза; 5 – об'єкт (негабарит) з накладними зарядом СВК; 6 – заряд СВК.

Вимірювальний комплекс експериментальної установки (рис. 3.3) дозволяє вимірювати величину імпульсу продуктів вибуху СВК, характеристики лазерного випромінювання і параметрів навантаження, Для вимірювання енергії лазерного імпульсу використовувався калориметр твердотільний ІКТ-1Н, принцип роботи якого полягає в поглинанні прийомним елементом енергії випромінювання перетворенні її в термо-ЕДС. Прилад дозволяє реєструвати

енергію імпульсів тривалістю 10^{-5} - 10^{-6} с при поверхневій щільності потужності 5×10^{12} Вт/м² у спектральному діапазоні 0,4-4 мкм. Похибка приладу 10 % при вимірюванні енергії від 15 до 150 Дж.

Реєстрація форми лазерного імпульсу й вимірювання його тривалості проводилися за допомогою перетворювача-вимірювача фотоелектричного ФК02. Прилад призначений для роботи спільно з осцилографами. Електричне живлення приладу здійснювалося від джерела постійного струму напругою 1000 В.

СВК готувалися шляхом приготування в'язкої основи, що представляє собою суспензію порошку ВР в розчині полімеру, прозорого для лазерного випромінювання. Після нанесення в'язкої основи на поверхню будь-якого матеріалу (гірська порода, вибухова речовина, сталь, алюміній, пластмаси і т. д.) летючий розчинник випаровується, у результаті чого утворювалося покриття, що є світлочутливим вибуховим композитом.

В експериментах заряди СВК наносилися на алюмінієву фольгу товщиною 0,1 мм. Форма покриття СВК представляла собою коло діаметром близько 15 мм. Після цього фольгу з покриттям СВК за допомогою вазеліну кріпили до основи маятника (позиція 6 на рис. 3.3). Маятник разом з датчиком кута відхилення встановлювався у вибухову камеру 7. Оптична схема дозволяла за допомогою нейтральних світлофільтрів 4 і лінзи 3 плавно змінювати енергію лазерного випромінювання на поверхні СВК. Для вимірювання енергії частина лазерного випромінювання відгалужувалася за допомогою світлорозподільних пластин, вимірювалася приладом ІКТ-1Н і форми світлового імпульсу електричним перетворювачем ФК-2. Сигнал записувався осцилографом TDS-350.

Таким чином, при вимірюванні чутливості ВС одночасно вимірювався імпульс продуктів вибуху. При проведенні випробувань вимірювалося середнє по перетину лазерного променя значення порогової енергії запалювання.

Функція розподілу щільності енергії в лазерному пучку визначається за допомогою методики експериментального визначення діаметрів відбитків лазерного променя, які залишаються на засвіченому фотопапері при лазерному випромінюванні [1]. За допомогою аналізатора Silicon Camera Model LBA-100A

фірми Spiricon, рис. 3.6, у який входять камери високого розділення Pulnix TM-745, що реєструють випромінювання, та мікропроцесорні системи, що аналізують розподіл енергії та відображають результати на моніторі.



Рисунок 3.6 – Аналізатор Silicon Camera Model LBA–100A

Для визначення енергії лазерного випромінювання застосовувався вимірювач енергії імпульсного лазерного випромінювання ВЕЛ-300, що має вимірювальну головку прохідного типу. Прилад ВЕЛ-300 укомплектований трьома головками, що забезпечують вимір енергії в діапазоні від 1 мкДж до 300 Дж. Прилад можливо перевести для вимірювання енергії випромінювання на шести довжинах хвиль. При роботі в діапазоні 1-100 мДж точність вимірювання не менше 0,01 мДж.

Методика вимірювання чутливості СВК до лазерного імпульсу. Для оперативної зміни енергії випромінювання W_1 (за рахунок енергії накачування лампою-спалаху W_p) виміряна залежність $W_1 = f(W_p)$, яка показана на рис. 3.7. При визначенні порогів чутливості світлочутливих вибухових композитів на основі азиду свинцю центральна частина лазерного пучка вирізувалася діафрагмою діаметром 3,5 мм, що відповідало рівню інтенсивності 0,5 від її максимального значення [2]. Тому такі пучки й були вивчені з точки зору визначення їх якості.

Прозорі для лазерного випромінювання світлочутливі вибухові композити представляють собою середовище з щільною упаковкою розсіювачів. Для цих речовин потрібно коректне визначення поняття чутливості до лазерного імпульсу

[3-7]. Такі характеристики речовини, як коефіцієнт дифузного відбиття й чутливість, є характеристиками СВК лише в разі, якщо зразок набагато перевищує зворотню величину показника ослаблення випромінювання. В іншому випадку ці величини являються функцією товщини зразка СВК.

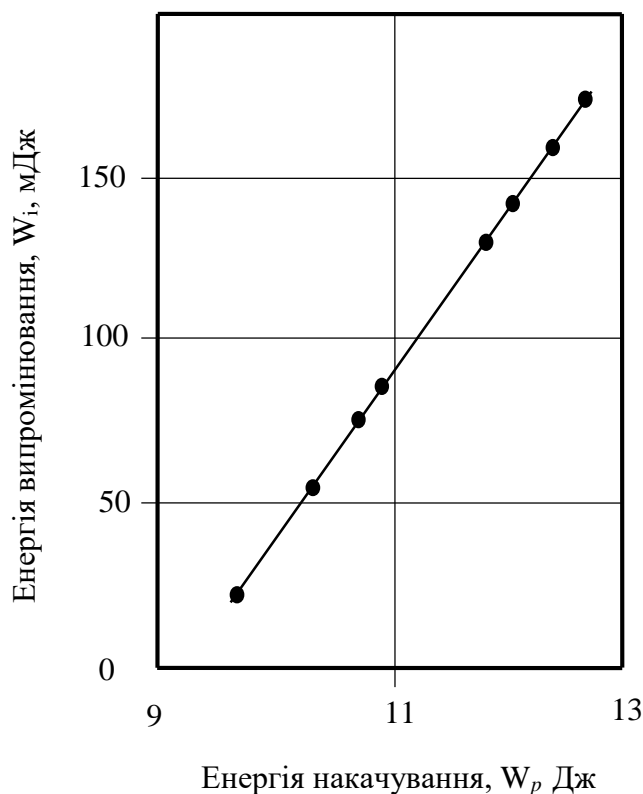


Рисунок 3.7 – Типовий характер залежності енергії лазерного імпульсу W_1 від енергії накачування W_p для зразків ВС (М.Люшин та інші, 2010 р.)

При вирішенні технічних задач під чутливістю розуміють мінімальну щільність енергії лазерного випромінювання, що призводить до вибуху СВК. Таке уявлення чутливості не є точним, оскільки не враховує того, що вибух поблизу порога ініціювання носить імовірнісний характер як при лазерному запалюванні, так і при інших видах впливу. У зв'язку з цим, під чутливістю СВК до дії імпульсного лазерного випромінювання прийнято занижену щільність енергії E^* , яка відповідає 50 % вірогідності ініціювання детонації [2].

При визначенні чутливості проводяться попередні експерименти по

визначенню інтервалу щільності енергії, яка відповідає вірогідному підриванню. Після цього проводяться випробування 25-30 зразків СВК в інтервалі ймовірного ініціювання хімічного перетворення в формі детонації. У результаті обробки гістограми частоти вибухів будується залежність імовірності ініціювання детонації від щільності лазерної енергії $\omega(E^*)$, де щільність енергії E^* , для якої $\omega(E^*)=0,5$, і є характеристикою чутливості СВК до дії лазерного імпульсу.

Перед проведенням експериментального пошуку СВК необхідно провести випробування чистих ВР, метою визначення можливості їх підпалу лазерним імпульсом. Попередні дослідження обумовлені тим, що чутливість різних ВР до дії лазерного імпульсу може відрізнятися на кілька порядків. У цьому випадку випробування можуть бути проведені з використанням простої оптичної схеми, що дозволяє варіювати щільність енергії в широких межах, рис. 3.8.

Для дотримання подібності геометричних умов відстані від діляльної пластини **4** до діафрагми **6** зразка і до діафрагми калориметра вибиралися рівними $L_1=L_2$. При визначенні коефіцієнта використання енергії ОКГ G , що потрапляє на калориметр, замість зразка ВР встановлюється ще один калориметр з діафрагмою, діаметр якої дорівнює діаметру діафрагми **6**. Після серії контрольних дослідів визначається цей коефіцієнт. При випробуванні з ВР кут розміщення пластинки **4** щодо променя лазера зберігається тим же, що і при контрольних вимірах.

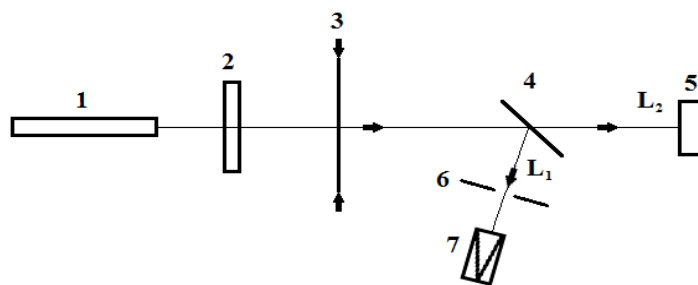


Рисунок 3.8 – Схема ініціювання й реєстрації чутливості СВК [2]:

1 – ОКГ; 2 - світлофільтр; 3 – лінза, що розсіює випромінювання; 4 – світлорозподільна пластинка; 5 – зразок ВР; 6 – діафрагма; 7 – калориметр

Зміна щільності енергії на зразку здійснюється з допомогою розсіюючої лінзи **3**. Світлофільтр **2** використовується для усунення можливою підсвічування

ВР світлом від ламп накачування ОКГ. Недоліком даної оптичної схеми є наближене визначення граничної щільності енергії, оскільки вона визначається діленням виміряної калориметром енергії на площу отвору діафрагми, тобто не враховується розподіл енергії в межах отвору діафрагми.

У наведеній схемі ініціювання ВР не висувалися будь-які вимоги до якості лазерного випромінювання. Але як показано в [8, 9], для коректного вимірювання параметрів лазерного запалювання необхідно використовувати одномодовий одночастотний ОКГ. Через наявність складної просторової структури світового пучка оптичні квантові генератори створюють локальні неоднорідності освітленості в обсязі ВР, вимір яких виявляється неможливим.

3.2 Вимірювання часу затримки вибуху заряду світлочутливого вибухового композиту

При розробці оптичного детонатора прецизійної дії для лазерних систем ініціювання важливими є результати дослідження затримки спалаху зарядів СВК як первинної речовини оптичного детонатора. Як відомо, первинні ініціюючі ІВР відрізняються від бризантних [5], в тому числі, вторинних ВР різким майже стрибкоподібним збільшенням швидкості вибухового перетворення від початку збудження до стаціонарної детонації. Період прискорення процесу в деяких штатних ініціюючих ВР (наприклад, азид свинцю) практично відсутній.

Дослідженнями встановлено [10-13] затримки спалаху азиду свинцю й показано, що поблизу порогу ініціювання час затримки $\tau \approx 0,5$ мкс і швидко знижується при зростанні щільності енергії лазерного випромінювання E_k . У разі перевищення E_k в три- чотири рази затримки стають меншими, ніж тривалість самого імпульсу випромінювання, який збуджує вибух.

Для розробки прецизійних оптичних детонаторів важливою є інформація про затримки спалаху, проведені паралельно з вивченням розмірного ефекту [14-17]. Затримки спалаху чистого азиду свинцю практично не залежать від розміру опромінюваної поверхні ВР.

З аналізу результатів витікає, що температура осередків розігрівання, що викликають ініціювання детонації, є постійною. Тому, можна зробити висновок, що вони реалізуються в умовах однакової освітленості. Дослідження залежності часу затримки запалювання від щільності енергії лазерного випромінювання СВК, у тому числі із використанням у якості зразків $BC2$ і PbN_6 (композит), рис. 3.9.

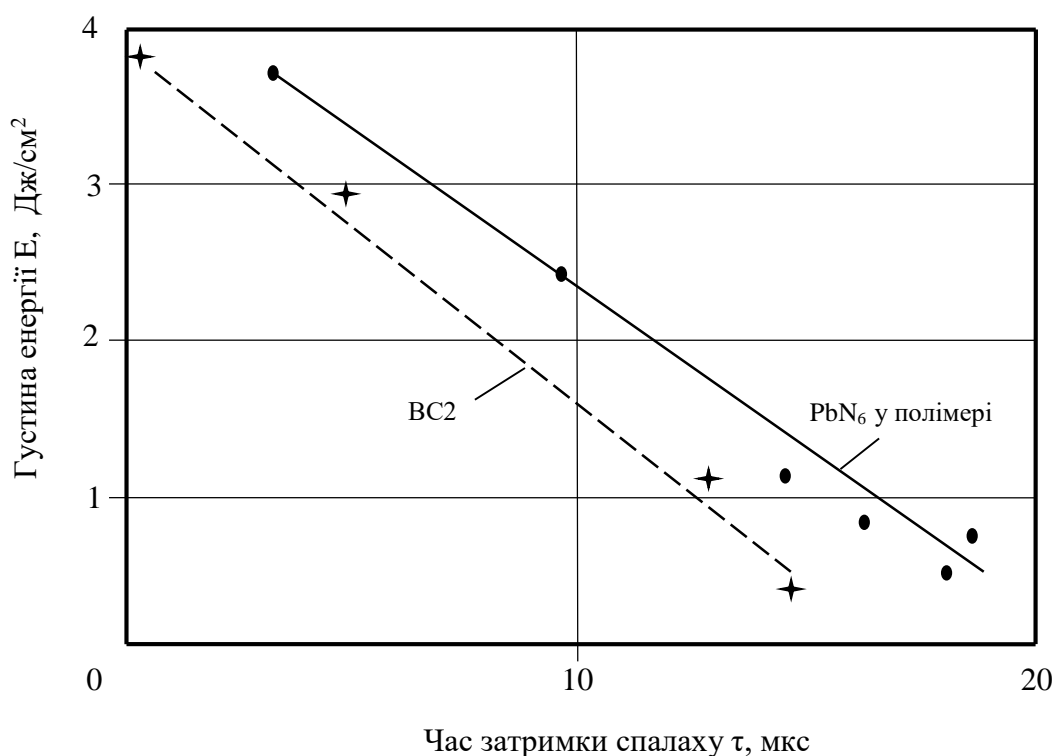


Рисунок 3.9 – Залежність часу затримки спалаху $BC2$ і азиду свинцю в полімерній матриці щільності енергії лазерного випромінювання

Час затримки спалаху, відлічуваний від початку генерації, навіть поблизу порогу ініціювання, був завжди менший тривалості світлових імпульсів, та із збільшенням енергії падаючого випромінювання в цілому спостерігалася тенденція до його зниження. Результати експериментів з використанням СВК на основі азиду свинцю також $BC16$ і $BC17$ свідчать про те, що порядок часу затримки спалаху при однаковій енергії випромінювання однаковий.

Експерименти з вимірювання часу затримки запалювання СВК виконувалися за схемою, представленою на рис. 3.2, згідно якої використовувався двоканальний цифровий осцилограф TDS-350 фірми Tektronix (США). Максимальна частота вхідного сигналу (аналогового) 200 МГц. Максимальна частота – 1 ГГц. Мінімальний час розгортки – 2,5 нс/поділ.

При визначенні часу затримки вибуху відносно лазерного імпульсу в режимі модуляції добротності резонатора було встановлено, що вимірювання можна проводити за допомогою одного фотодіода, який реєструє як лазерний імпульс, так і світловий імпульс від продуктів вибуху. Типова осцилограма для світлочутливого азиду свинцю показана на рис. 3.10 і 3.11.

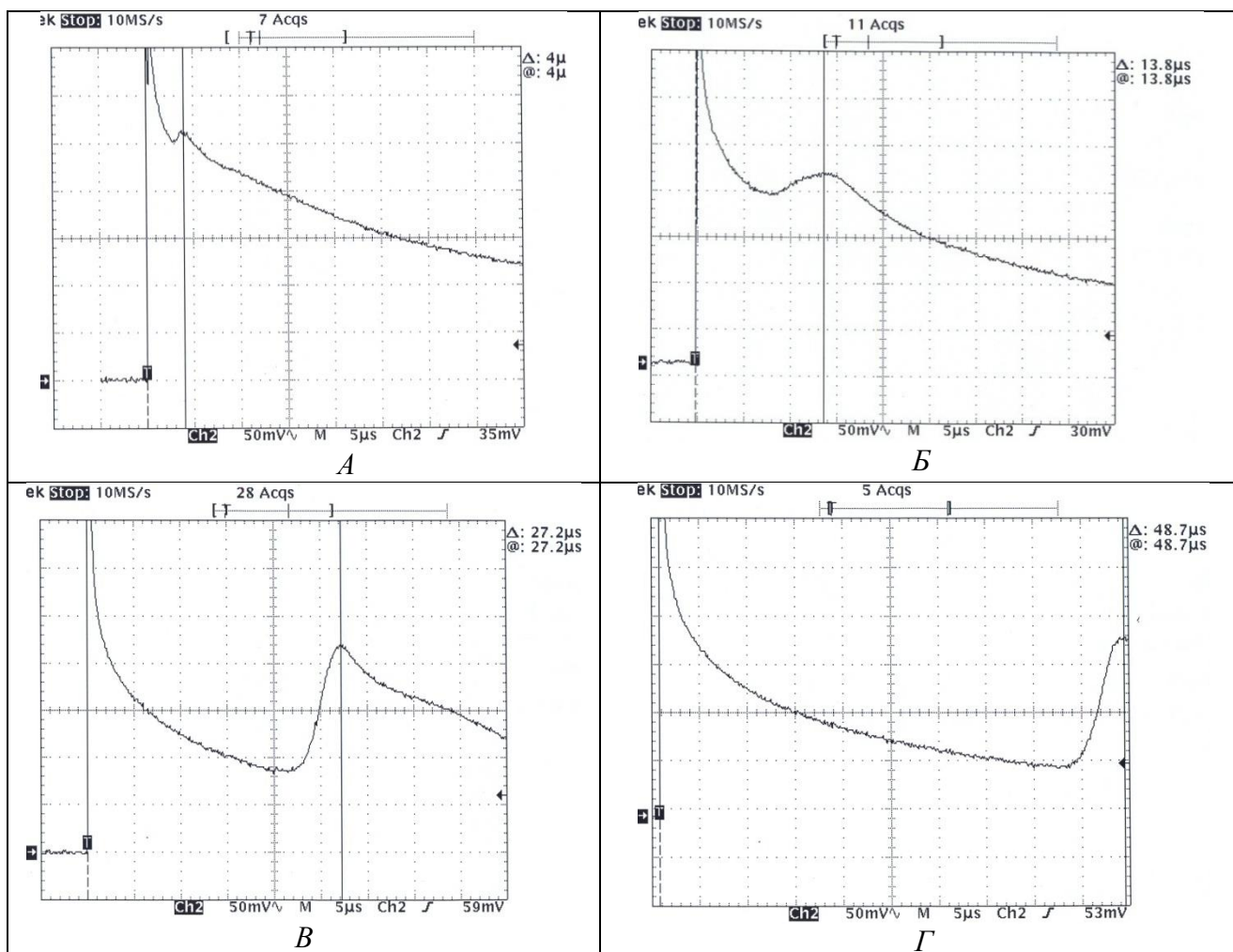


Рисунок 3.10 – Осцилограми реєстрації залежності часу затримки вибуху в зразках СВК на основі азиду свинцю від вмісту полімеру: А – зв’язки 22 % (4

мкс); Б – зв'язки 15% (13,8 мкс); В – зв'язки 11% (27,2 мкс); Г – зв'язки 7 % (48,7 мкс)

Перший пік відповідає лазерному імпульсу, а другий, що виникає під час розрядження фотодіода крізь вхідний опір РС мережі осцилографа, відповідає максимуму світлового випромінювання, що йде від продуктів вибуху [18]. При використанні двоканальної схеми реєстрації за допомогою двох фотодіодів результати були таким аналогічними.

При ініціюванні лазерним випромінюванням СВК з масовою концентрацією полімеру 7 % – 20 % експериментально зафіксовано затримку часу запалювання тим більшу, чим менший вміст полімеру рис. 3.11. За логікою результат повинен бути протилежним. Тобто, чим більший вміст ВР у складі СВК, тим меншим повинен бути час “запалювання” СВК. Цей факт говорить про те, що індукційний час визначається часом формування в об'ємі СВК осередків запалювання. Приведені результати якісно відповідають отриманим у [2] для азиду свинцю.

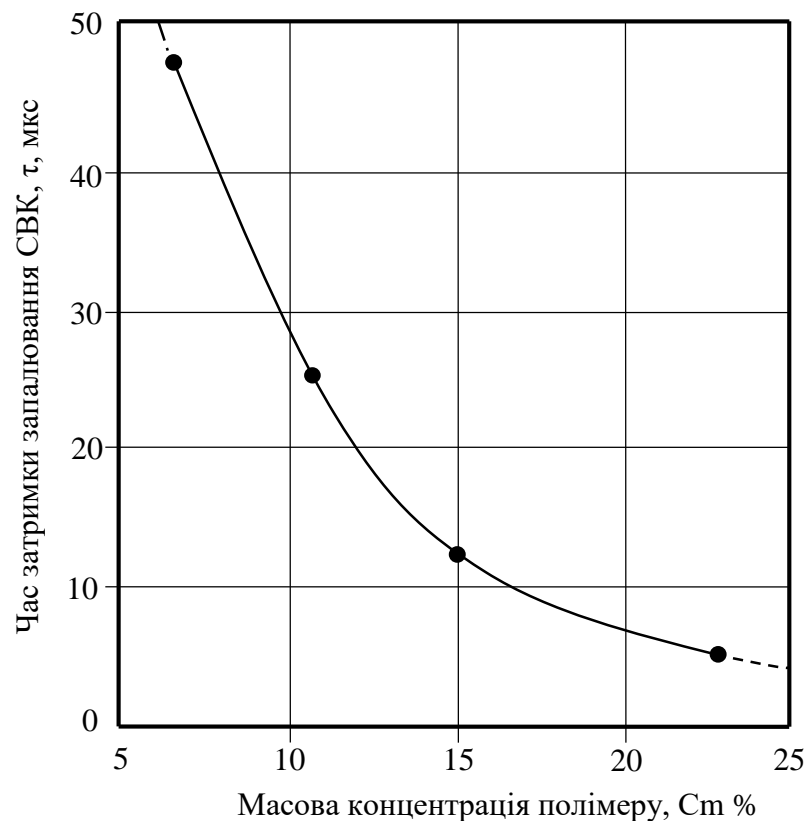


Рисунок 3.11 – Залежність часу затримки вибуху в зразках СВК на основі азиду свинцю від вмісту полімеру

Результати теоретичних та експериментальних досліджень вимірювання часу затримки вибуху заряду світлочутливого вибухового композиту дозволяють сформулювати перше наукове положення: затримка часу запалювання нового СВК на основі азиду свинцю і полімеру ПМВТ-3М з концентрацією маси 5 - 25 % від початку дії лазерного імпульсного випромінювання складає (4-50) мкс, при цьому, зменшення вмісту полімеру від 25 до 5% для запалювання СВК потребує у двічі більшої енергії випромінювання, але, якщо вміст полімеру складає менше 5 %, то запалювання СВК не відбувається, що при застосуванні надає можливість виконувати кероване і прецизійне ініціювання детонації СВК в оптичному детонаторі.

3.3 Визначення розподілу щільності енергії в лазерному промені

Методика визначення функції розподілу щільності енергії в лазерному промені [8, 9, 18] оснований на експериментальному визначенні розмірів відбитків, які виникають при дії лазерних імпульсів на матеріал, який за рахунок локальної хімічної реакції змінює забарвлення тільки в межах опроміненої зони. Фазові перетворення повинні мати пороговий характер, тобто здійснюватися при дії лазерного випромінювання, щільність якого перевищує деяку порогову величину E^* . У результаті такого впливу на поверхні матеріалу зберігаються контрастні відбитки лазерного моноімпульсу.

При визначенні порогів чутливості вибухових речовин центральна частина лазерного пучка виділялася діафрагмою діаметром 4 мм, що відповідало рівню інтенсивності вдвічі менше її максимального значення. Надалі вивчалися фізичні характеристики таких пучків.

На рис. 3.12 показано розподіл інтенсивності по вертикальному й горизонтальному розрізу пучка, отримане за допомогою аналізатора Silicon Camera Model LBA-100A. Нерівномірність розподілу інтенсивності освітлення не перевищує 30%.

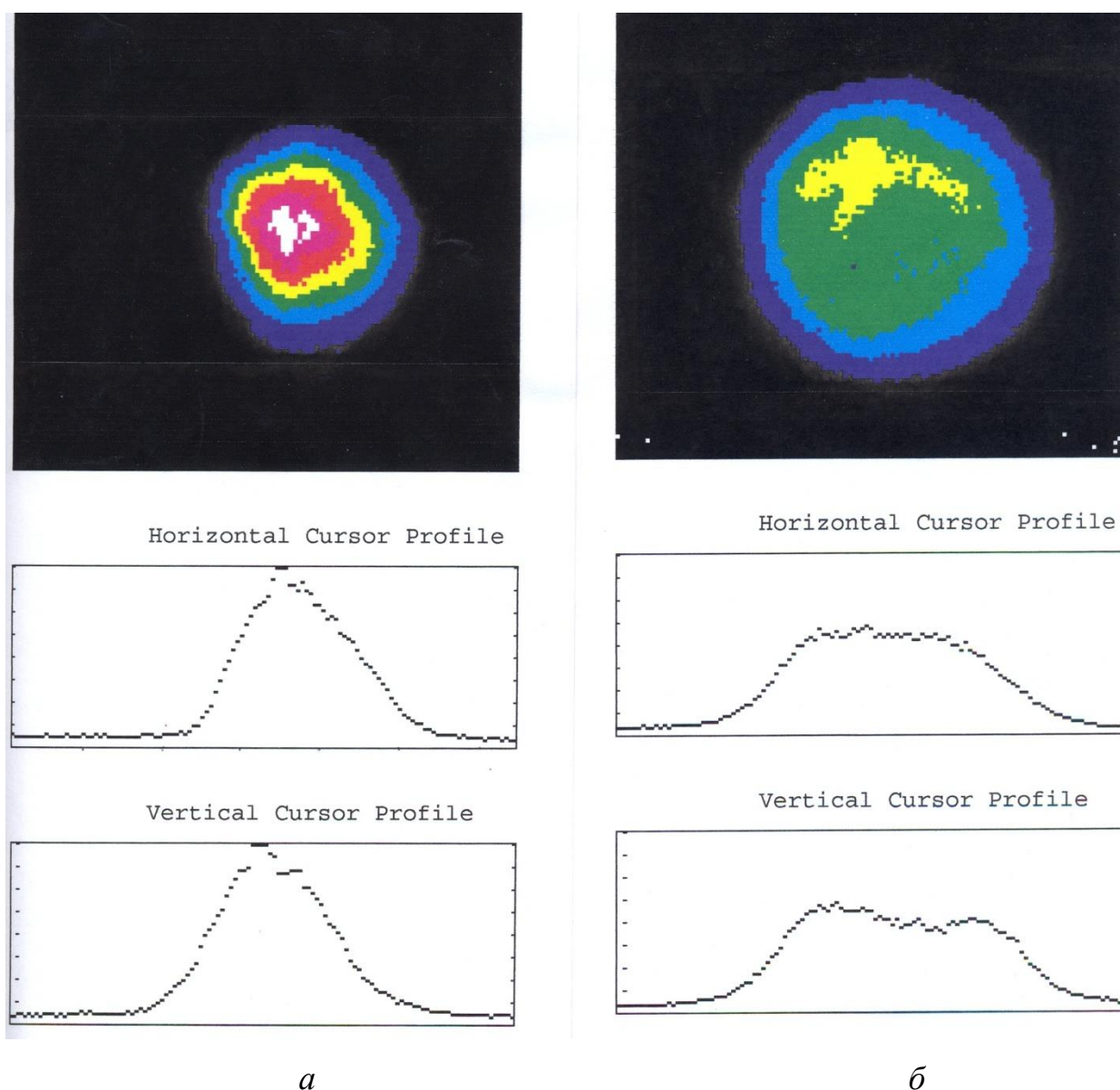


Рисунок 3.12 – Розподіл щільності енергії лазерного випромінювання у відбитку: *a* – діаметр лазерного відбитка 2,55 мм; *б* – діаметр лазерного відбитка 5,1 мм

Математична задача з визначення функції розподілу енергії представлена в роботі [4]. Для експериментальних досліджень зручно користуватися розподілом щільності енергії $E(r)$ в аналітичному вигляді.

При роботі лазера в одномодовому режимі розподіл щільності енергії по перерізу зразка добре апроксимується розподілом Гауса.

Зовнішній вигляд відбитків лазерного випромінювання на фотопапері з вимірними діаметрами d показаний на рис. 3.12 Межа відбитків відповідає

пороговій енергії зміни забарвлення E^* .

Відбитки на рис. 3.13,а отримані при безпосередньому впливі вихідного лазерного пучка. У всіх експериментах використовувалися діафрагми, за допомогою яких лазерний промінь “обрізався” таким чином, щоб через отвір діафрагми проходила тільки центральна частина випромінювання.



Рисунок 3.13 – Відбитки лазерного променя на поверхні активного шару кольорового фотопаперу: *a* – діаметр відбитка 2,2 мм; *б* – середній діаметр 4,8 мм

3.4 Результати експериментальних досліджень

Відома порівняно невелика кількість досліджень, що присвячені вивченню залежності критичної (порогової) щільності енергії ініціювання – E_k від діаметра лазерного пучка d , тобто від розміру області, що опромінюється (розмірний ефект). Уперше цей ефект був встановлений для зразків пресованого азиду свинцю [19].

Критична щільність енергії ініціювання E_k не залежить від діаметра лазерного променя при $d > d_0$, де d_0 – значення діаметру, при якому змінюється характер залежності. Наприклад, для азиду свинцю $d_0 \cong 0,1$ мм, для – тена дисперсністю $5500 \text{ см}^2/\text{г}$ – $0,6$ мм; при збільшенні дисперсності d_0 зменшується. Існування розмірного ефекту [3, 20] не дає можливості здійснити порівняльний аналіз даних, які були отримані при різних значеннях діаметрів лазерного променя й на різних ВІР. Коректне порівняння результатів можна здійснити за допомогою відомої залежності:

$$E_{кр}/E_{кр}^0 = 1 + (d/d_{кр})^{-3}, \quad (3.1)$$

де $E_{кр}^0$ – мінімальне (асимптотичне) значення критичної щільності енергії, при $d \rightarrow \infty$, $d_{кр}$ – критичний діаметр детонації даної ВР.

Розмірний ефект досліджено в [3, 8, 9] на прикладі азиду свинцю, пропресованого тиском $\approx 2 \cdot 10^9$ Па. Коефіцієнт відбиття зразків ВР дорівнював $R \cong 88$ %.

В експериментах використовувався одномодовий одночастотний ОКГ на неодимовому склі тому, що багатомодові генератори через наявність складної просторової структури світлового пучка не дозволяють вирішити поставлену задачу достатньо коректно. Енергія випромінювання ОКГ складала 0,17 Дж. Тривалість імпульсу на напіввисоті інтенсивності щільності енергії випромінювання в дальній зоні добре описувалася розподілом Гаусса.

Експериментальні дослідження запалювання зразків чистого азиду свинцю [1-4] показали наступне. Критична енергія ініціювання зменшується, а при зменшенні діаметра променя до значення $d \sim 4 \cdot 10^{-3}$ см, спостерігається практично стабілізація критичної енергії: $W_k \rightarrow W_{min}$ при $d \rightarrow 0$. Мінімальна критична енергія $W_{min} = 6$ мкДж при $d_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ см. Встановлено, що статистичний розкид величин $E_{кр}$, $W_{кр}$ не залежить від площі випромінювача.

Зменшення розмірів лазерного пучка – відповідно приводить до зменшення зони взаємодії лазерного променя з речовиною. Негативним є те, що зменшується при цьому й кількість поглинаючих мікронеоднорідностей. Це той факт, який свідчить про високу вірогідність досягнення недостатньої (критичної) концентрації мікронеоднорідностей, коли збільшується статистичний розкид отриманих даних.

Отримані результати експериментів мають декілька істотних причин, які унеможливають використання чистого азиду свинцю в оптичних детонаторах. Насамперед це обов'язкове пропресування й постійна підтримка стиску.

Продовженням досліджень, розпочатих у [3, 8, 9, 19-21, 22], є результати, що отримані у даній роботі при використанні первинної світлочутливої вибухової речовини $PbN_6 + 15$ % полімеру (СВК), табл. 3.2. Для ініціювання

використовувалася центральна частина випромінювання, що була сформована діафрагмою з вирізаним у центрі кругом. Зображення проектувалося за допомогою лінзи на поверхню зразка СВК. Площина зображення знаходилася по відбитку на фотоплівці, якість границь і розмір яких оцінювалися за допомогою мікроскопа.

Таблиця 3.2 – Параметри світлочутливого композиту на основі азиду свинцю

СВК	Швидкість детонації, м/с	Щільність, кг/м ³	Мінімальна енергія запалювання, Дж/м ²
PbN ₆ + 15 % ПММ	5040	2200	60

Випробовувалися зразки світлочутливого композиту на основі азиду свинцю. Уведення полімеру дозволяє уникнути агрегації субмікронних часток ВР і не впливає на детонаційні її характеристики.

На рис. 3.14 і рис. 3.15 представлені результати вимірювань залежності порогової щільності енергії ініціювання E_k і критичної енергії ініціювання W_k композиційного матеріалу, що складається з полімерної матриці, наповненої мікрочастинками азиду свинцю.

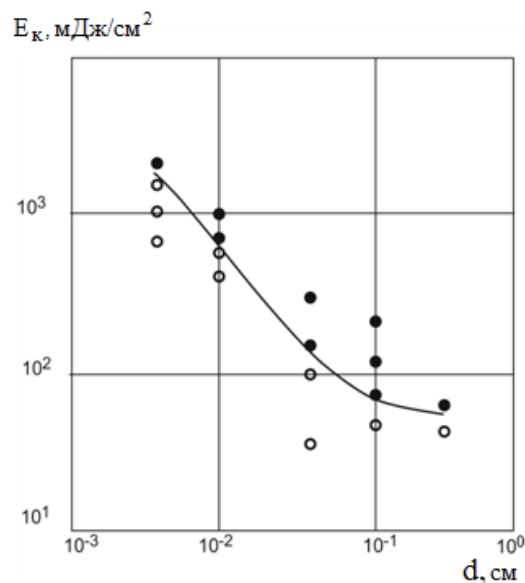


Рисунок 3.14 – Залежність порогової щільності енергії ініціювання E_k від діаметру лазерного променя d : ● – вибух; ○ – відмова

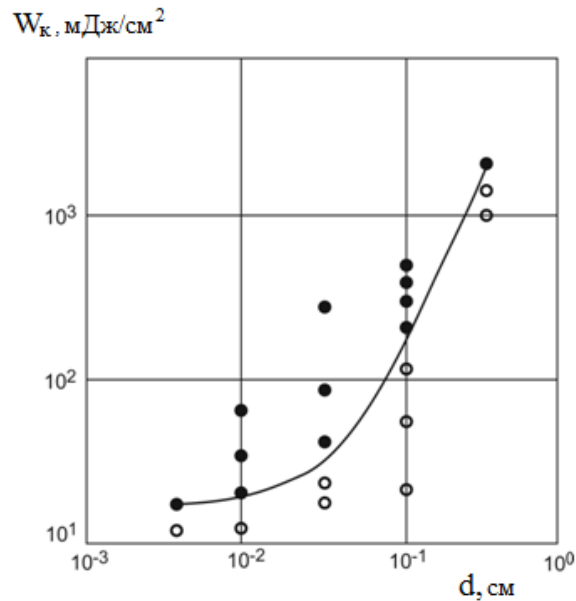


Рисунок. 3.15 – Залежність критичної поверхневої щільності мінімальної порогової енергії ініціювання W_k від діаметру лазерного променя d : ● – вибух; ○ – відмова

Середнє значення коефіцієнта відбиття на зразках азида свинцю в полімерній матриці склало 82 %.

Встановлено, що при зменшенні діаметру променя, критична щільність енергії ініціювання флегматизованого полімерною матрицею азиду свинцю зменшується. Починаючи з діаметру $1,5 \times 10^{-2}$ см, спостерігається асимптотичне наближення цієї кривої до значення деякого мінімуму. При діаметрі променя 2×10^{-3} см щільність енергії ініціювання складає 18 мДж/см².

При дії лазерного моноімпульсу на світлочутливий заряд азиду свинцю (у складі вибухового композиту) залежності порогової щільності енергії E_k і критичній енергії ініціювання W_k помітно відрізняються від даних, наведених у вище цитованих роботах, але в цілому характер залежностей повторюється. Мінімальне значення $W_k \sim 18$ мДж/см² при діаметрі лазерного пучка 5×10^{-3} см. При діаметрі пучка 0,5 см порогова щільність енергії ініціювання складає ~ 80 мДж/см². Подібні результати отримані при дії лазерного випромінювання на світлочутливий композит ВС2 [3, 8].

При зменшенні діаметру променя критична енергія ініціювання азиду

свинцю зменшується й в цілому при $d \rightarrow 0$ $W_k \rightarrow W_{\min}$. Статистичний розкид величин E_k , W_k не залежить від площі опромінювача, що підтверджує тенденцію, яку спостерігали в роботі [8].

Отримані результати досліджень дозволили сформулювати друге наукове досліджень: зі зменшенням діаметру лазерного променя з довжиною хвилі 1,06 мкм з тривалістю моноімпульса 22×10^{-9} с поверхнева щільність мінімальної поверхневої енергії ініціювання W_k нового світлочутливого вибухового композиту (СВК) на основі азиду свинцю зменшується, при цьому, починаючи з діаметру $1,5 \times 10^{-4}$ м, крива залежності асимптотично наближається до мінімального значення 18×10^{-3} мДж/см², а порогова щільність енергії ініціювання E_k становить 85 мДж/см² при діаметрі пучка 0,5 мм, що дозволяє вибрати раціональні параметри лазерного пучка для ініціювання СВК у засобах підривання.

У табл. 3.3 наведені дані, що відображають залежності чутливості СВК від режиму генерації лазерного випромінювання. Як видно, збільшення тривалості лазерного імпульсу призводить до зростання щільності енергії ініціювання більше, ніж на порядок.

В табл. 3.4 показана залежність зони дії лазерного випромінювання на чутливість СВК на основі азиду свинцю й при тривалості імпульсу 22 нс.

Таблиця 3.3 – Залежність чутливості СВК на основі азиду свинцю від тривалості лазерного імпульсу

Тривалість імпульсу, нс	Діаметр зони опромінювання, d , мм	Енергія ініціювання E_k , мДж	Щільність енергії ініціювання, W_k , мДж/см ²
22	0,48	$1,9 \cdot 10^{-2}$	11,6
$3 \cdot 10^4$	1,02	3,34	323

Таблиця 3.4 – Вплив розміру зони дії лазерного випромінювання на чутливість азиду свинцю в інертній матриці полімеру

Діаметр лазерного променя, d , мм	Критична енергія ініціювання, E_k , мДж	Критична поверхнева щільність енергії ініціювання, W_k , мДж/см ²
0,5	$1,22 \cdot 10^3$	10,08
1,0	85	160
6,8	75	1180

ВИСНОВКИ

При зменшенні розмірів лазерного пучка (зони взаємодії) підвищується оптична міцність СВК, що пов'язано із зменшенням кількості поглинаючих мікронеоднорідностей критичної величини, і супроводжується різким збільшенням статистичного розкиду експериментальних даних.

Із збільшенням енергії падаючого випромінювання час затримки реагування (спалаху) СВК поступово знижується. Результати експериментів з використанням СВК на основі азиду свинцю в порівнянні з результатами досліджень світлочутливих ВС16 і ВС17 свідчать про те, що при однаковій енергії випромінювання за значеннями час затримки спалаху відрізняється в межах одного порядку величин.

При ініціюванні лазерним випромінюванням СВК з масовою концентрацією полімеру 5-25 % зафіксовано затримку часу запалювання тим більшу, чим менший вміст полімеру. За логікою результат повинен бути протилежним. Тобто, чим більший вміст ВР у складі СВК, тим меншим повинен бути час «запалювання» СВК. Цей факт говорить про те, що індукційний час визначається часом формування в об'ємі СВК осередків запалювання.

У залежності порогової щільності енергії ініціювання E_k і критичної енергії ініціювання W_k композиційного матеріалу, що складається з полімерної матриці, наповненої мікрочастинками азиду свинцю. Середнє значення коефіцієнта відбиття на зразках азиду свинцю в полімерній матриці склало 82 %.

При зменшенні діаметру променя критична енергія ініціювання азиду

свинцю зменшується і в цілому при $d \rightarrow 0$ критична енергія ініціювання W_k зменшується до мінімального значення $W_k \rightarrow W_{\min}$. Статистичний розкид величин E_k і W_k не залежить від площі опромінювання.

Встановлено, що при зменшенні діаметру лазерного пучка, критична щільність енергії ініціювання зарядів СВК на основі азиду свинцю зменшується. Починаючи з діаметру лазерного пучка 3×10^{-3} см спостерігається асимптотичне наближення цієї кривої до значення деякого мінімуму. При діаметрі променя 2×10^{-3} см щільність енергії ініціювання складає 18×10^{-3} Дж/см².

За результатами досліджень опубліковані роботи [1-7,18,22].

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 3

1. Куливар, В.В., Деревягина, Н.И., Кириченко, А.Л. Методика измерения чувствительности взрывчатых веществ к действию лазерного импульсного излучения. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів .2020. с. 82-84.
2. Kyrychenko O.L., Kulivar V.V., Skobenko O. V., Khalymendyk O. V. A technique to measure V.V.sensitivity of explosivesto the effect of laser pulse radiation. *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2019. No 4. P. 11-15.
3. Chernai A.V., Sobolev V.V., Chernaj V.A., Ilyushin M.A., Dlugashek A. Laser initiation of charges on the basis of di-(3-hydrazino-4-amino-1,2,3-triazol)-copper (II) perchlorate. *Fizika Goreniya i Vzryva*. Volume 39, Issue 3, 2003, P.105 -110.
4. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А.Л., Зазимко Ю.И. Способ формирования сходящихся цилиндрических ударных волн. 12-та міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів. Перспективи розвитку будівельних технологій. Дніпро. НГУ.2018. С.136-141.
5. Кириченко А.Л., Куливар В.В. Об основных результатах исследования инициирования светочувствительных взрывчатых композитов лазерным излучением. Матеріали VI Всеукраїнської науково-технічної конференції студентів, аспірантів і молодих вчених «Молодь: наука ті інновації». Дніпро.2018. Том 7 – Будівництво, геотехніка і геомеханіка. с.7-10 – 7-11.
6. Скобенко О.В. Куливар В.В., Дараган Т. В., Пост Л.В. Закономірності ініціювання світлочутливих вибухових композитів. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів , 2020. С.94-96.
7. Кириченко А.Л., Куливар В.В. Исследование инициирующих взрывчатых композитов для создания безопасных средств взрывания лазерных систем. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів. 2020. С.75-77.

8. Чернай А.В., Соболев В.В. К вопросу о механизме зажигания взрывчатых материалов лазерным моноимпульсом. *Физика и техника высоких давлений*. 1994. №2. С.111-115.

9. Чернай Анатолий Владимирович. Взаимодействие импульсного лазерного излучения со взрывчатыми веществами : Дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.17. Национальный горный ун-т. – Д., 2003. - 259 с.: рис. – Библиогр.: С. 240-259.

10. Илюшин М.А., Котомин А.А., Душенков С.А. и др. Лазерное инициирование светочувствительных энергетических материалов, перспективных для систем пироавтоматики космических аппаратов. *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*. 2017. №1 (35). С.43-52.

11. Бриш А.А., Галеев И.А., Зайцев Б.Н. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора. *Физика горения и взрыва*. 1966. №3. С.132.

12. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1978. Т. 14, № 4. С.86-91.

13. L.C. Yang, Vinsent Menichelli. Detonation of Insensitivite High Explosives. *Appl. Phys. Let.* 1971. V.19, № 11. P. 472.

14. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. – М.: Наука, 1976. 458с.

15. Александров Е.И., Ципилев В.П. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсом. *Физика горения и взрыва*. 1985. Т. 17, №5. С.77-81.

16. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование размерного эффекта при лазерном инициировании прессованного азида свинца. Влияние распределения световой энергии на поверхности ВВ на критические световые потоки. *Физика горения и взрыва*. 1983. Т. 19, № 1. С.78-80.

17. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние режима генерации на особенности размерного эффекта при лазерном инициировании прессованного азида свинца. *Физика горения и взрыва*. 1982. № 6. С.60-62.

18. Куливар В. В. Причины задержки зажигания взрывчатых веществ лазерным излучением. 14-та Міжнародна науково-практична конференція молодих вчених, аспірантів та студентів. 2020. С. 78-81.

19. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азиды свинца лазерным излучением. *Физика горения и взрыва*. 1978. Т. 14, № 4. С. 86-91.

20. Roth J. Initiation of Lead Azide by High-Intensity Light. *The Journal of Chemical Physics*. 1964. V. 41, № 7. С.1929.

21. Илюшин М.А., Павутницкий Ю.В., Ховайко В.И., Целинский И.В. О взаимодействии импульсного лазерного излучения с химически активными средами. *Высокоэнергетическая обработка материалов.*–Днепропетровск: Арт-Пресс. 1997. С.80-82.

22. Куливар В.В., Курляк А.В. О формировании плоских ударных волн с применением лазерного способа взрывания светочувствительных ВВ. Матеріали VI Всеукраїнської науково-технічної конференції студентів, аспірантів і молодих вчених «Молодь: наука ті інновації».2018. С.7 -12 –7-13.

РОЗДІЛ 4

ДОСЛІДЖЕННЯ СПРАЦЮВАННЯ ЛАБОРАТОРНОГО ЗРАЗКУ ОПТИЧНОГО ДЕТОНАТОРА

4.1 Матеріали, прилади і методики для організації та виконання експериментальних досліджень

Умови та засоби підривання зарядів вибухових речовин. Підривні роботи проводилися на полігоні Павлоградського хімічного заводу. В якості джерела енергії використовувався оптичний квантовий генератор конструкції НТУ «ДП» [1, 2], в яку входило три лазери, розміщені в єдиному резонаторі, рис.1.5-1.7.

Електронна комутація між лазерами дозволяла забезпечувати затримку генерації одного каналу відносно іншого з високою точністю. Перевагою оптичних систем у порівнянні з традиційними є більш високий ступінь безпеки, абсолютна стійкість до зовнішніх електромагнітних наведень, можливість контролю цілісності мережі, прецизійна точність спрацьовування ОД (похибка до 10^{-4} с). З використанням світлочутливих вибухових композитів (СВК) оптична система ініціювання зарядів СВК може працювати у двох режимах передачі світлового імпульсу: по світловодному кабелю до оптичного детонатора та безпосередньо крізь повітря на відкриту поверхню СВК (наприклад, при підриванні негабариту).

Як джерело випромінювання використовувався твердотільний оптичний квантовий генератор (ОКГ) на неодимовому склі або ітрій-алюмінієвому гранаті, що працює в режимі моноімпульсу. У цьому режимі тривалість випромінювання становить $(20-50) \times 10^{-9}$ с. Вибір цього режиму обумовлений тим, що чутливість ВР до дії таких коротких імпульсів незрівнянно вища, ніж до мілісекундного імпульсу. Крім того, у режимі моноімпульсу затримка вибуху (час, що відраховується від моменту впливу випромінювання на світлочутливий

вибуховий композит до моменту початку його вибухового перетворення – час індукції) знаходиться в інтервалі $(1-50) \times 10^{-6}$ с.

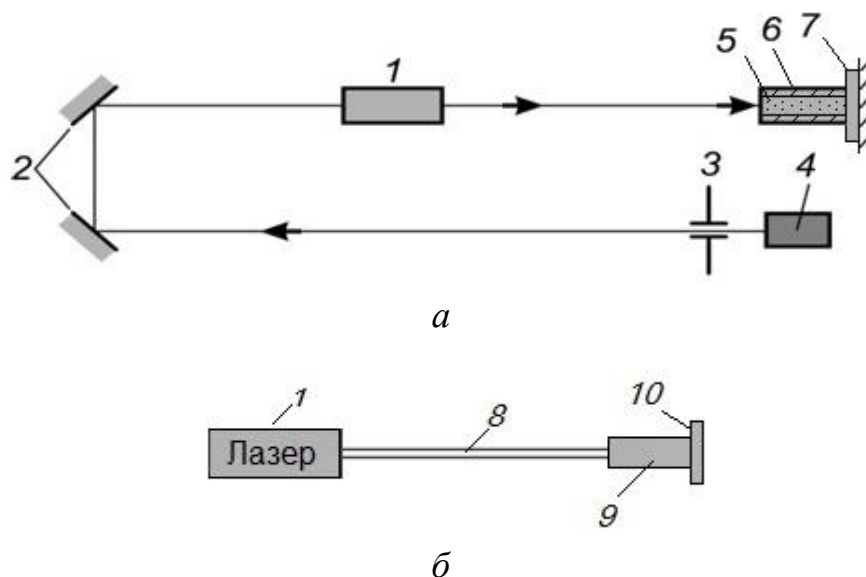
Розкид часу підриву окремих зарядів не перевищуватиме 10^{-4} с, тобто точність часу спрацьовування ОД на два-три порядки вища за електричні засоби ініціювання.

Наведемо оцінку енергоємності одного з лазерів, здатного забезпечити підрив $n = 1000$ детонаторів (зарядів ВР), розташованих на відстані 1000 м від нього. Енергію спрацьовування $W_{\text{од}}$ ОД візьмемо рівну 10^{-5} Дж (за даними експериментів). Коефіцієнт ослаблення світлової енергії у вибуховій мережі виберемо рівним $k = 0,1$ [3, 4]. Тоді повну енергію W можна знайти з виразу

$$W = W_{\text{од}} \times n/k = (10^{-5} \times 1000)/0,1 = 0,1 \text{ Дж.}$$

Таким чином, лазер з енергією в імпульсі 100 мДж може забезпечити водночас підривання 1000 детонаторів (зарядів ВР) на відстані 1000 м. В експериментальному ОКГ передбачено 3 лазери зі скла ЛМР-55 діаметром 5 мм, довжиною 100 мм. Енергія в імпульсі кожного з них 0,17 Дж. Тобто ОКГ трьома лазерами здатен підірвати водночас близько 5000 зарядів.

На вибухових полігонах ДП НВО “Павлоградський хімічний завод і ДКБ “Південне” використовувалася схема підривання, що представлена на рис.4.1.



Рисуюнок 4.1 – Схема підривання оптичних мінідетонаторів лазерним випромінюванням; 1 – ОКГ (лазер на неодимовому склі); 2 – дзеркала;

3 – діафрагма; 4 – пілотний лазер для наведення основного лазерного луча ОКГ на ціль; 5 – заряд СВК у поліхлорвініловому корпусі (6) мікродетонатора; 7 – заряд з пластичної ВР; 8 – оптоволоконний кабель; 9 – оптичний детонатор; 10 – свердловинний, шпуровий або який завгодно заряд ВР

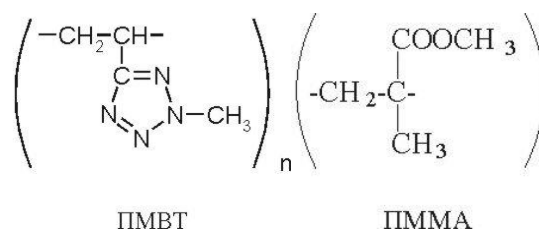
Світлочутливі вибухові композити. Основна ідея технології отримання світлочутливих вибухових композитів (СВК) полягала в приготуванні в'язкої основи – суспензії ВР у розчині полімеру й подальшому нанесенні її на різні матеріали, у тому числі інші вибухові речовини. Після випаровування швидколеткого розчинника утворюється плівка заданої товщини зі світлочутливої ВС.

При розробці в'язкої основи використовувалися принципи, вживані для створення та випробування плівкоутворюючих покриттів – розчинів полімерних матеріалів у легколеткому розчиннику [5, 6]. В якості заглушуючих високомолекулярних добавок використані поліметилвінілтетра-зол (ПМВТ-3М), поліізобутилен, перхлорвініл, поліметилметакрилат (ПММ) та ін., а як розчинники – ацетон, етиловий спирт, бензин, чотирьоххлористий вуглець та хлороформ.

За фізичною сумісністю та ефективною в'язкістю в подальших дослідженнях використовувалися 3 % розчини ПМВТ-3М і ПММ в хлороформі. Методом ґратчастих надрізів була визначена адгезія покриттів на алюмінії та текстоліті, що утворюються з таких розчинів, яка виявилася для ПММ вище, ніж для ПМВТ-3М.

Приклад виготовлення СВК.

Лак. 2,5 г стружки полімеру розчиняють в колбі (банці) з щільною пробкою в 100 мл розчинника. Полімерну матрицю готують з поли-2-метил-5-винилтетразолі (ПМВТ), що містить кінцеві карбоксильні групи, і поліметилметакрилат (ПММА):



Після того, як засипали стружку, залишають лак на 12-20 годин. Розчин повинен бути однорідним і рухомим (як оліфа), тобто таким, щоб з ним було зручно працювати. Якщо лак густий, то його треба розбавити розчинником.

Суспензія. Навішення ВР вносили в лак при помішуванні тефлоновим шпателем (або чимось аналогічним, але не металевим). Навішення ВР брали з розрахунку на один зразок. Лаку беремо стільки, щоб у ньому була задана кількість полімеру (10-30 % від ваги ВР). Якщо навішення ВР є малим, то лак краще додавати піпеткою по краплях. (Заздалегідь вимірявши, об'єм однієї краплі – для цього в мірний циліндр по краплях необхідно наливати заданий об'єм і потім ділити на кількість крапель). Цією ж піпеткою можна наносити суспензію на підкладку.

Оскільки розчинник випаровується, то піпетку необхідно іноді мити чистим розчинником. Змиви зливати краще в суспензію. Після використання всієї суспензії, склянку необхідно промити декількома краплями розчинника й додати отриману суспензію до нанесеної.

Нанесення СВК на поверхні. Перед нанесенням складу поверхню знежирювали й протирали розчинником. Потім на підготовлену підкладку наносили шар чистого лаку. Суспензію краще наносити на підкладку декількома шарами (як фарбу). Кожному шару давали час просохнути. Суспензію перед нанесенням перемішували, щоб вона була однорідною та мала однакову концентрацію за об'ємом. Після нанесення подальшої порції плівку бажано зміцнити, притиснувши її тефлоною пробкою. Потім в навантаженому стані давали плівці підсохнути. Висохлу плівку зверху покривали чистим лаком у декілька шарів.

Слід зазначити, що первинні ініціюючі світлочутливі вибухові композити характеризуються дуже високою чутливістю тільки до дії лазерного

випромінювання. Але в той же час їх чутливість до стандартних механічних дій не перевищує чутливість вторинної речовини – тону. Ця принципова відмінність СВК від штатних первинних ВР дає право говорити про створення нового класу первинних ініціюючих ВР.

Крім того, світлочутливі композити, що є мікрочастками ВР, розміщеними в інертній оптично прозорій полімерній матриці, запропоновані в якості екологічно безпечних первинних ВР, які є первинними для лазерних засобів ініціювання.

За способом збудження детонації, аномально високій чутливості до дії лазерного моноімпульса та інших характеристик СВК можна віднести до нового класу первинних ВР. Світлочутливі вибухові композити були отримані шляхом приготування в'язкої основи, що представляє собою суспензію порошку ВР в розчині полімеру, прозорого для лазерного випромінювання.

Після нанесення в'язкої основи на поверхню будь-якого матеріалу (гірська порода, вибухова речовина, сталь, алюміній, пластмаси і т. д.) летючий розчинник випаровувався, у результаті чого утворювалося покриття, що представляє собою світлочутливу тверду матрицю (у вигляді плівки) з полімеру, що містить мікрочастки ВР. Зовнішній вигляд покриття СВК показано на рис. 4.2.

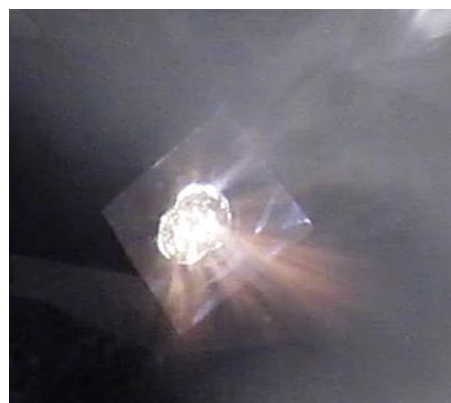
*a**б*

Рисунок 4.2 – Покриття СВК марки ВС17 на алюмінієвій фользі:
a – до підривання, *б* – вибух СВК, ініційований лазерним моноімпульсом крізь повітря [7]

У дослідженнях лазерного ініціювання оптичних детонаторів, споряджених первинними СВК, використовувалися речовини з відомими фізичними та вибуховими характеристиками ВС2, ВС17 [6] (рис.4.3) і СВК на основі азиду свинцю PbN_6 +полімер (розд. 3).

Для проведення досліджень на спрацьовування ОД і його ініціюючу здатність необхідно враховувати не тільки фізико-хімічні властивості первинних СВК, але й енергетичні та геометричні характеристики лазерного випромінювання, закономірності, отримані в даних дослідженнях та з урахуванням результатів, викладених у інших роботах [7-13].

Як для оперативного змінювання енергії лазерного випромінювання W_1 використано залежність її значення від енергії накачування W_p , рис. 4.4. При визначенні порогів чутливості зарядів СВК центральна частина лазерного променя вирізалася діафрагмою діаметром 4 мм.

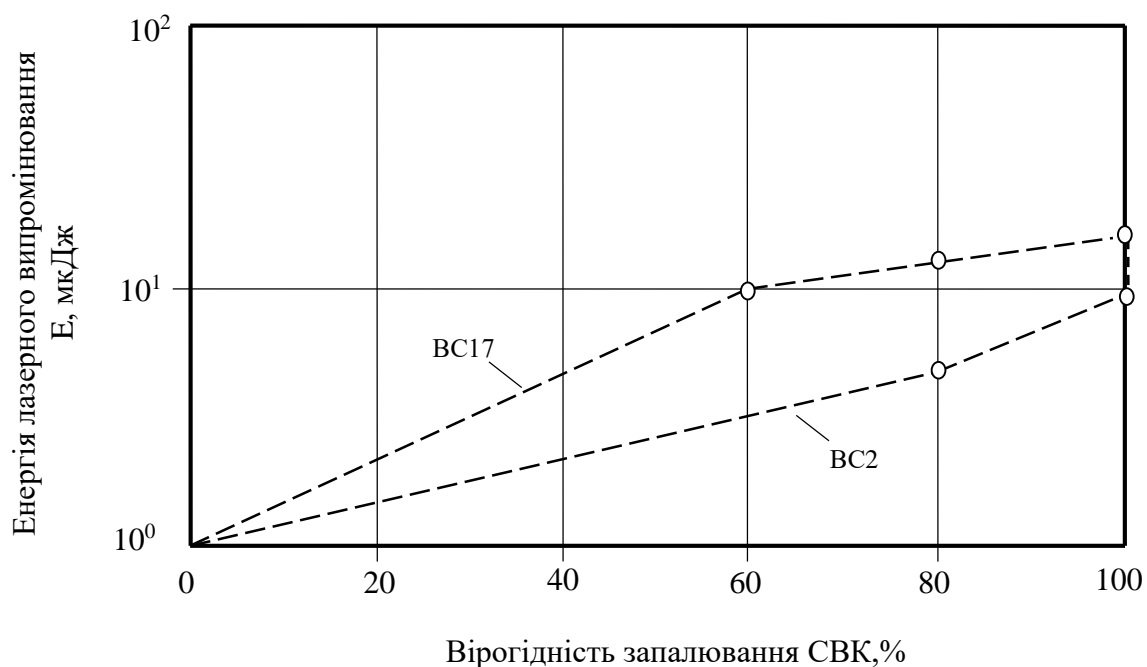


Рисунок 4.3 – Вірогідність підривання вибухового композита від енергії лазерного моноімпульсу: 1- ВС2; 2- ВС17

Поверхневу масу покриттів з СВК змінювали від 0,04 до 0,11 г/см². Для

юстування був обраний лазерний діод (лазерна указка) з випромінюванням червоного кольору і довжиною хвилі 0,620...0,760 мкм.

При зменшенні товщини покриття щільність імпульсного випромінювання знижується за лінійним законом, що не дозволяє отримати які завгодно малі імпульси. Це можна пояснити тим, що покриття з СВК, починаючи з певної товщини, не вдається підірвати навіть при щільності енергії лазерного випромінювання, певних критичних значень, що відповідають умовам підриву товстих зразків. Подальше зменшення можливо тільки при збільшенні щільності енергії ініціюючого лазерного імпульсу [14-18].

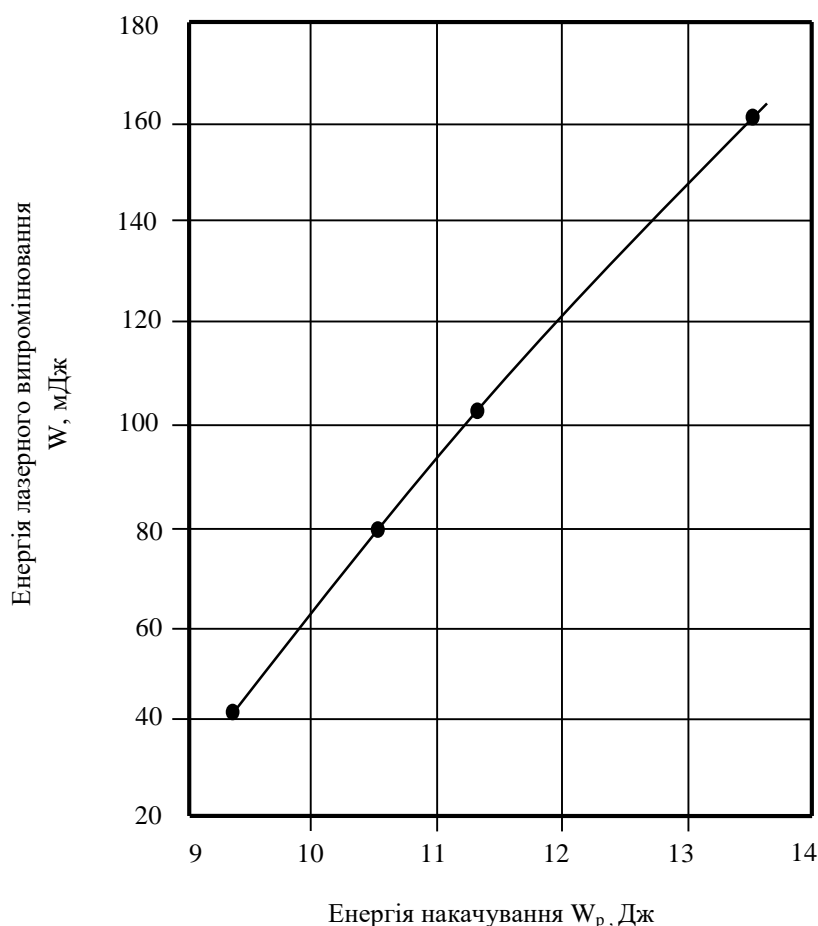


Рисунок 4.4 – Залежність енергії лазерного імпульсу від енергії накачування СВК на основі азиду свинцю

Оптичний детонатор. Випробовувалися три конструкції оптичних детонаторів: міндетонатор (ОДм) для спеціальних видів вибухових робіт, рис. 4.2, *a*, малопотужний ОД для експериментів під час вибухової обробки в машинобудуванні, рис. 4.5, і ОД з характеристиками, які аналогічні КД № 8 (рис. 4.6-4.8).

В оптичних детонаторах використовувалися первинні світлочутливі вибухові композити ВС2, ВС17 і СВК на основі азиду свинцю $PbN_6 - k +$ полімер. Міра чутливості СВК на основі азиду свинцю та вторинної штатної ВР (тену) до механічних і теплових дій мало відрізняються один від одного [5].

Оптичний детонатор (рис. 4.5) виготовлявся з використанням алюмінієвої трубки діаметром 7 мм, завдовжки 20 мм із запресованим у неї з одного кінця дрібнодисперсним тенем (розмір частинок $\sim 5-10$ мкм, тиск пресування $\sim 1,2 \cdot 10^8$ Па) та сумішшю тена з алюмінієм. Алюміній був у вигляді частинок діаметром 1-5 мкм в кількості $\sim 5\%$. У порівнянні з чистим тенем ця суміш має більшу чутливість до ініціювання первинними ВР, що дозволяє зменшити заряд ініціюючого СВК. Маса тена в піропатроні складала 1,5 г.

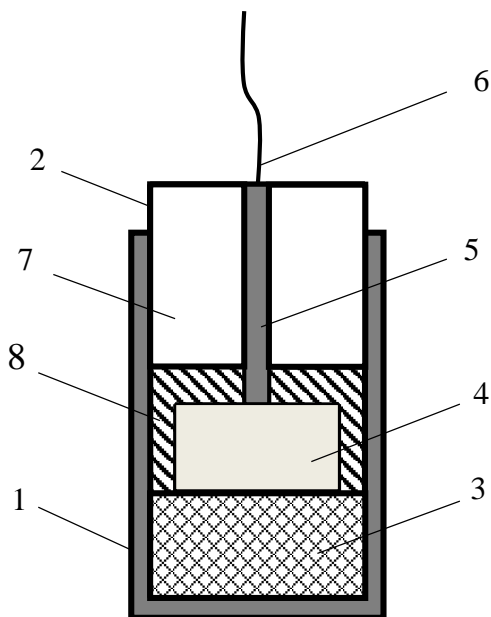
*a**б*

Рисунок 4.5 – Зразок малопотужного оптичного детонатора : *a* – схема; *б* – зовнішній вигляд лабораторного зразка; 1 – алюмінієвий корпус; 2 – втулка; 3 – тен; 4 – стакан з первинною СВК; 5 – канал для установки оптоволоконного кабелю; 6 – оптоволоконний кабель; 7 – гільза з тенем

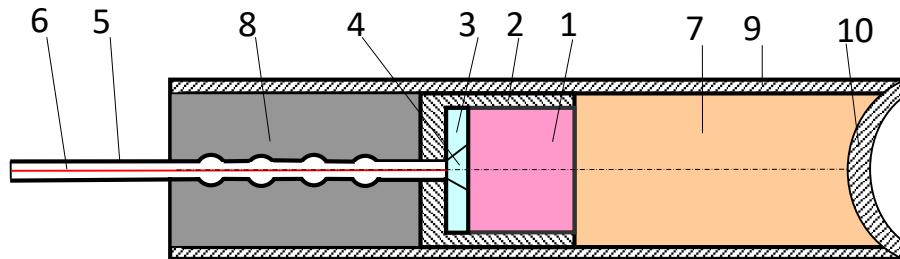


Рисунок 4.6 – Схема ОД миттєвої дії: 1 – світлочутливий вибуховий композит (ВС, азид свинцю в полімері и т.п.); 2 – стакан; 3 – запобіжне скло; 4 – розсіююча лінза; 5 – світловолоконний кабель; 6 – сердцевина світловода; 7 – вторинна ініціююча ВР (тен); 8 – пробка з пластика; 9 – алюмінієва гільза; 10 – кумулятивна виїмка.

Конструктивне оформлення та дія ОД здійснюється наступним чином. У циліндричну гільзу 9 запресовується вторинна вибухова речовина 7; у пластикову пробку 8 вводиться кінцевий світловодний кабель 5 так, щоб він зайшов у поглиблення (стакан) 2 і вперся в запобіжне скло 3, а з іншого боку пробки в це ж поглиблення (стакан) вводиться первинна ініціююча речовина 1 (наприклад, ВС17 ГМТД). Після цього пробку вставляють у гільзу 9 і здійснюють обтиск гільзи для механічного скріплення її з пробкою 8. Далі оптичний детонатор висушують при температурі 50 °С протягом 5 годин.

У процесі лабораторних випробувань встановлено, що поріг ініціювання лазерним моноімпульсом ВС17 (ГМТД) на основі гексометілентріпероксиддіаміна дорівнює 100-120 Дж/м², що приблизно в 2 рази перевищує поріг ініціювання ВС2 на основі гідразінотетразолртуті (II) перхлората. Важливо, що ГМТД не містить важких металів, у 4-5 разів дешевше ВС2. Лазерний

моноімпульс передається по світловолоконному кабелю й збуджує детонацію в первинному СВК. Ударна хвиля, що поширюється в первинній СВК, ініціює детонацію вторинної штатної ВР. ОД відрізняється новою первинною вибуховою речовиною – СВК, яка за чутливістю до стандартних зовнішніх фізичних діянь не відрізняється від штатних ВР. Світловолоконний кабель для ОД з гофруванням в Україні та інших країнах не виробляється, але це не пов'язане з будь-якими технологічними проблемами, а з відсутністю відповідних замовлень на його виготовлення.

На рис. 4.7 та рис. 4.8 представлений експериментальний зразок оптичного детонатора в 3D-моделі.

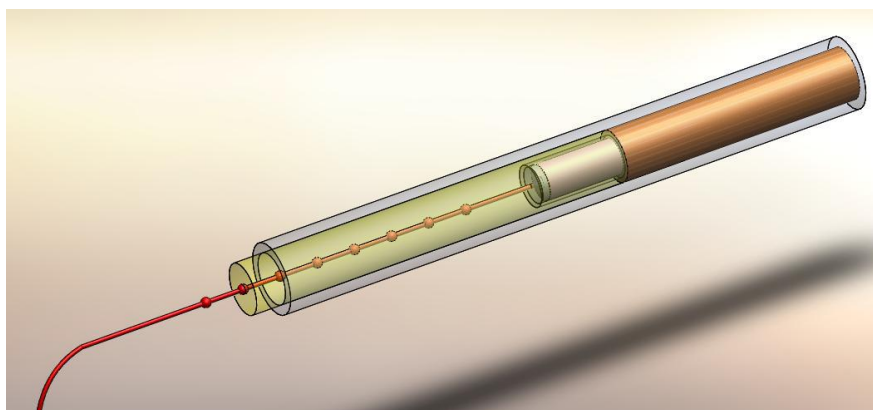


Рисунок 4.7 – Загальний вигляд оптичного детонатора з напівпрозорими стінками

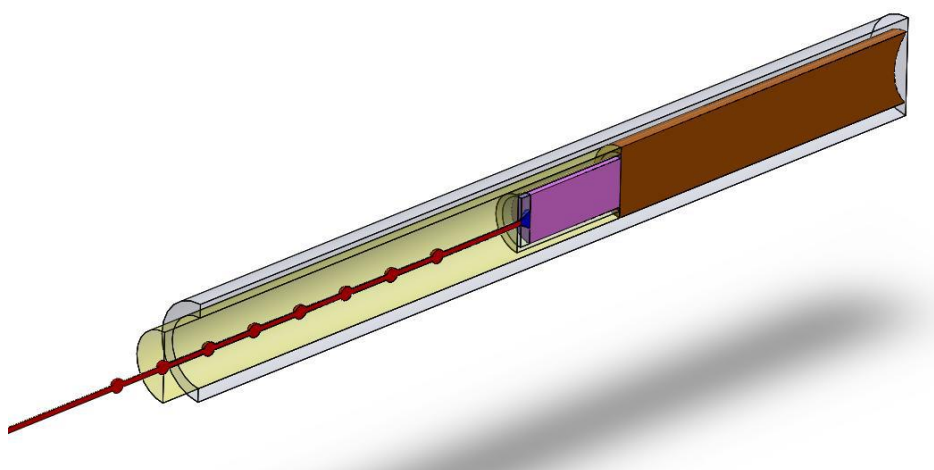


Рисунок 4.8 – Оптичний детонатор (розріз вздовж осі)

На рис. 4.9 і 4.10. показані профілі тиску вздовж осі оптичного детонатора

для різних проміжків часу після початку дії лазерного імпульсу. Представлені профілі тиску відповідають наступним параметрам ОД: діаметр гільзи - 7 мм, маса навішування тена – 0,5 г, маса навішування світлочутливого вибухового композиту – 0,2 г. Вихід фронту детонаційної хвилі на заряд ТЕНа відбувається через 0,6 мкс.

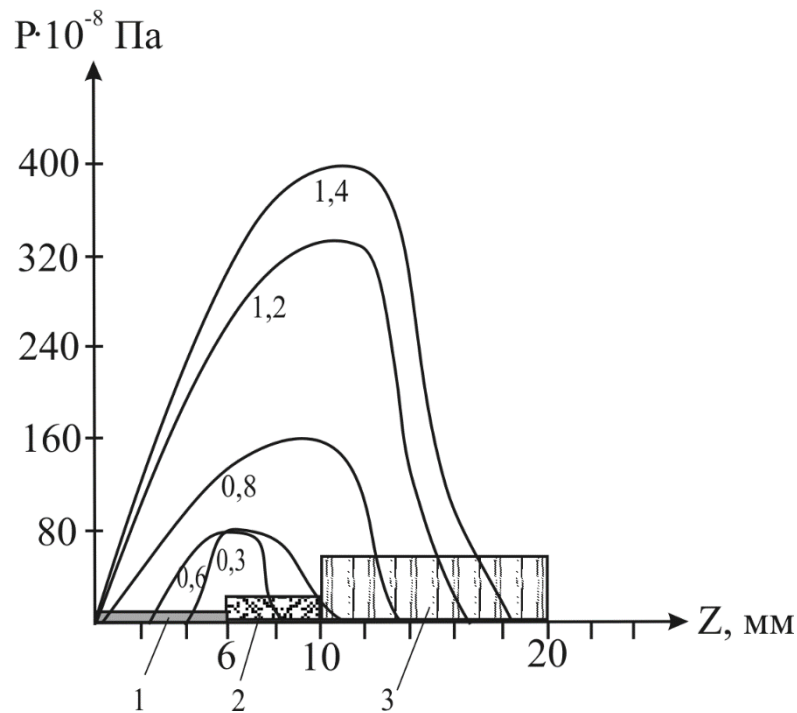


Рисунок 4.9 – Спрацювання ОД. Показані профілі тиску вздовж осі детонатора із зазначенням часу: 1 – світловод; 2 – заряд СВК; 3 – заряд тена

На рис. 4.9 проілюстровано процес ініціювання тена вибухом заряду СВК на основі азиду свинцю для випадку, коли здійснилося спрацювання оптичного детонатора.

Надійне ініціювання тена визначається масою заряду СВК і практично не залежить від його розмірів. Збільшення масової концентрації полімеру знижує ініціюючу здатність СВК. Експериментальні оптичні детонатори, побудовані за традиційною схемою “первинна ВР-вторинна ВР”, призначені для лазерних систем ініціювання, є не єдиним варіантом виконання [5, 19-23]. Потужні світлочутливі композити цілком здатні виконувати функцію й вторинної ВР, що спрощує конструкцію детонатора і збільшує ступінь його безпеки.

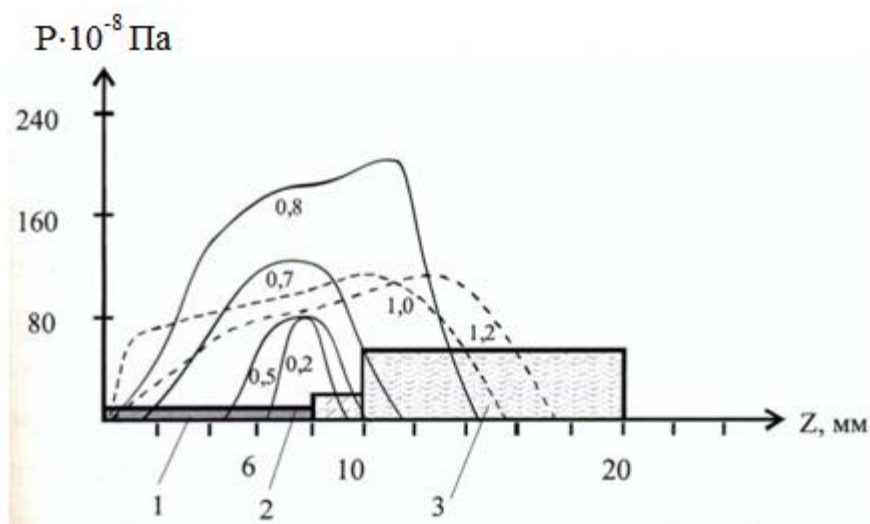


Рисунок 4.10 – Випадок неспрацювання ОД. Профілі тиску вздовж осі детонатора: 1 – світловод; 2 – СВК; 3 – тен

Числові розрахунки системи рівнянь газової динаміки й хімічної кінетики проводилися в циліндричній системі координат на прикладі оптичного детонатора, конструкція якого не відрізняється від штатних капсулів-детонаторів. Використовувалася схема розрахунку методу “великих часток”, яка має 1-й порядок точності, однак дозволяє усувати необхідність виділення особливостей, таких як фронт ударної хвилі й сильної хвилі розрідження. Іншими словами, різницева схема виявляє свою власну “в'язкість”, за рахунок якої розриви гідродинамічних і термодинамічних характеристик задачі “розмиваються” на 3-4 розрахункових осередки.

На жаль, нам не вдалося в повному обсязі використати метод чисельного розрахунку через відсутність достовірної інформації про порівняння стану світлочутливих вибухових композитів і кінетичних параметрів хімічних перетворень в умовах швидкої дії ініціюючого фактора – лазерного імпульсу. Тому результати розрахунків слід розглядати як якісні, які, проте, дозволяють визначити напрямок роботи з удосконалення оптичних детонаторів.

4.2 Підготовка та виконання випробувань оптичного детонатора

Чутливість до лазерної дії отриманих СВК на півтора-два порядки перевищує зазначену для штатних первинних ініціюючих ВР. У зв'язку з цим були проведені дослідження можливості створення засобів підривання (наприклад, оптичних детонаторів миттєвої дії) для лазерних систем ініціювання зарядів ВР з використанням СВК. Оцінка параметрів лазерної системи ОПСІН проводилася, виходячи з рівня чутливості ОД до лазерного імпульсного випромінювання. При зменшенні r величина W знижується і при $r \rightarrow 0$ прагне до деякого кінцевого значення. Тому слід прагнути до використання в ОПСІН вузьких лазерних пучків, діаметр яких визначається діаметром серцевини світловоду. Однак тонкі світлопроводи не мають достатньої для ОПСІН механічної міцності. На практиці найбільш доцільно використовувати світловолоконний кабель з діаметром серцевини порядку 100 мкм. Ця величина буде використана нами в оцінках параметрів ОПСІН. За величину критичної поверхневої щільності енергії ініціювання СВК $E_{кр}$ приймемо величину 80 мДж/см^2 , відповідну СВК на основі азиду свинцю, рис. 3.11. Якщо використати зв'язок $W(r)$ з $E_{кр}$, наведений у [24, 25], то отримаємо в якості верхньої межі енергії ініціювання ОД $W=16 \text{ мкДж}$. Для передачі випромінювання від лазера до ОД важливим елементом ОПСІН є оптоволоконна мережа, яка представляє собою світловолоконні кабелі, з'єднані між собою за допомогою розгалужувачів і з'єднувачів. Основною вимогою, що пред'являється до такої мережі, є забезпечення малих втрат лазерної енергії при передачі її на відстань кілометра.

В якості матеріалів для світловолоконних кабелів з малими втратами світлового сигналу ($0,2 \dots 5 \text{ дБ/км}$ використовується кварц, для світловодів з рівнем втрат ($3 \dots 10 \text{ дБ/км}$) - дешевший матеріал - багатокомпонентне скло. Виробництво полімерних волокон (рівень втрат $100-500 \text{ дБ/км}$) є найпростішим і дешевим. Виходячи з прагнення до низької собівартості виробництва ОПСІН і прийняттого рівня втрат лазерної енергії, для вирішення даної задачі можуть підійти скляні світлопроводи, що випускаються з великим діаметром серцевини

– 80...400 мкм.), що забезпечує ефективне поєднання одного волокна з іншим і з джерелом випромінювання.

Оцінимо в скільки разів послаблюється вхідний сигнал при проходженні по волокну зі скла довжиною 1 км.

Показник ослаблення в дБ/км визначається за формулою

$$k = \frac{10}{l} \lg \frac{W_{\text{вх}}}{W_{\text{вих}}},$$

де $W_{\text{вх}}$ – енергія сигналу на вході світловода, $W_{\text{вих}}$ – енергія сигналу на виході світловода, l – довжина оптоволоконного кабелю, км.

Звідси коефіцієнт ослаблення дорівнює

$$k' = \frac{W_{\text{вх}}}{W_{\text{вих}}} = 10^{\frac{kl}{10}}.$$

Вибравши $k=3...10$ дБ/км, для світловода з багатокомпонентного скла довжиною 1 км, отримаємо $k'=0,5...0,1$. При довжині оптоволоконного кабелю 0,5 км коефіцієнт ослаблення $k'=0,7...0,3$.

Оскільки в зразку оптичної системи передбачається використовувати твердотільний ОКГ на неодімовім склі, що працює в режимі модуляції добротності резонатора (режим моноімпульса), то виникає природне запитання про оптичну стійкість світловодів до дії моноімпульса (ІЕС 60794-1-2). Встановлено, що стійкість жгутових світловодів до дії моноімпульса тривалістю 40 нс знаходиться на рівні 20 Дж/см². Щільність лазерної енергії на вході світловода можна оцінити з простого вираження:

$$E = \frac{W}{S} = 0,13 \text{ Дж/м}^2,$$

де $S=7,85 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$ – площа серцевини світловоду.

З огляду на те, що світловодна мережа має коефіцієнт ослаблення ~ 10 , на вхід світловода необхідно подати таку енергію, яка на порядок перевищує зазначену вище, тобто $W \sim 160$ мкДж. Тому $E \approx 2,038$ Дж/см², що значно нижче оптичної потужності згутових світловодів.

Особливості передачі лазерного випромінювання крізь оптичне волокно до заряду СВК. Проблема введення випромінювання в оптичне волокно виникає через те, що діаметр лазерного променя ~ 5 мм, а діаметр серцевини світловода ~ 500 мкм. Тому існують спеціальні методи введення. В експериментах використовувалася схема введення випромінювання, яка представлена на рис. 4.11.

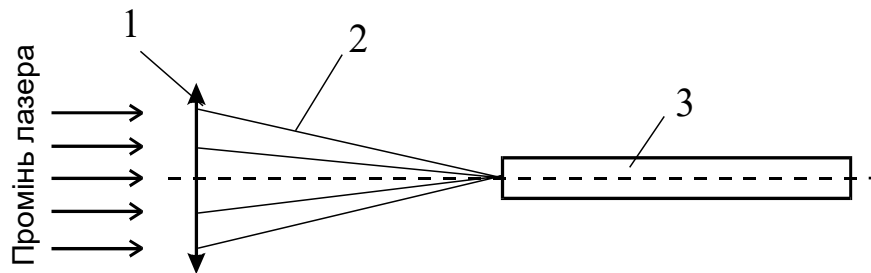


Рисунок 4.11 – Введення випромінювання за допомогою лінзи: 1 – збиральна лінза, 2 – промінь лазера, заломлений лінзою, 3 – оптичне волокно. Схема використана у конструкції ОД [22, 23]

Промінь лазера фокусується лінзою 1 на торці серцевини волокна 3. Випромінювання напівпровідникового лазера 4 (рис. 4.2), випромінюючого в червоній області спектру, за допомогою дзеркал прямувало через резонатор (рис. 4.12) так, що б відбитий від заднього дзеркала промінь потрапив у діафрагму. У цьому випадку видимий промінь напівпровідникового лазера й невидимий промінь ОКГ співпадають, що дає можливість юстирування схеми за допомогою “червоного” променя.

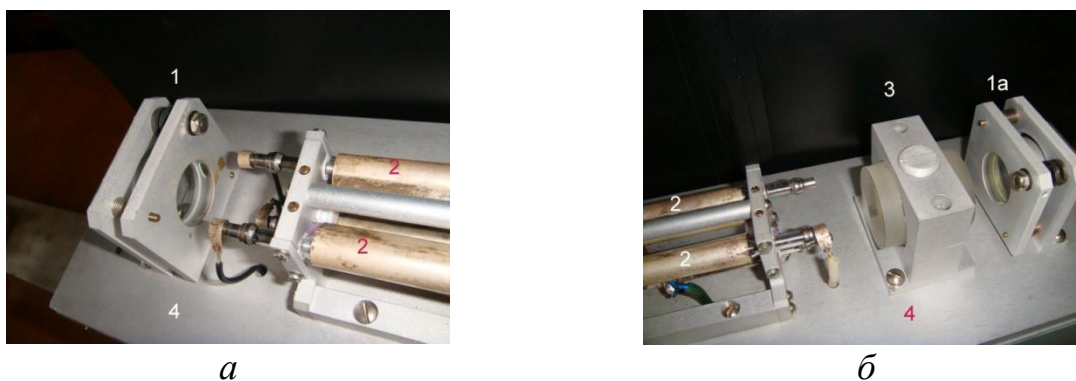


Рисунок 4.12 – Резонатор оптичного блоку ОКГ: *а* – задня частина; *б* – передня частина. Резонатор, утворений плоскими дзеркалами 1 і 1а з коефіцієнтами відбиття 99 і 39, відповідно; 2 – імпульсна ксенонова лампа; 3 – кювета з фарбувачем; 4 – платформа

Для передачі лазерного випромінювання з великою щільністю енергії використовуються силові світловоди. Вони мають оболонку з матеріалу, який не руйнується лазерним випромінюванням, тобто оболонка має достатню оптичну міцність для передачі великої щільності енергії випромінювання.

При випробуванні ОД досліджувалася зміна світлопровідних характеристик світловодів при проходженні крізь них лазерного випромінювання з високою щільністю енергії. Збільшення загасання в світловоді, пов'язане з руйнуванням матеріалу серцевини або оболонки, не зафіксовано.

Визначення ініціюючої здатності оптичного детонатору. Метод [13] полягає у вимірюванні діаметру отвору, що утворюється в свинцевій пластині-свідка після підриву КД (ОД), рис. 4.13. Діаметр отвору повинен бути не менше діаметра ОД.

Методика поширюється на КД (ОД), що містять комбіновані заряди з ініціюючого (первинного) та бризантного (вторинного) вибухових речовин. Капсулі-детонатори призначені для збудження детонації зарядів вибухових речовин при проведенні промислових вибухових робіт при температурі навколишнього середовища від мінус 40 до плюс 60 °С.

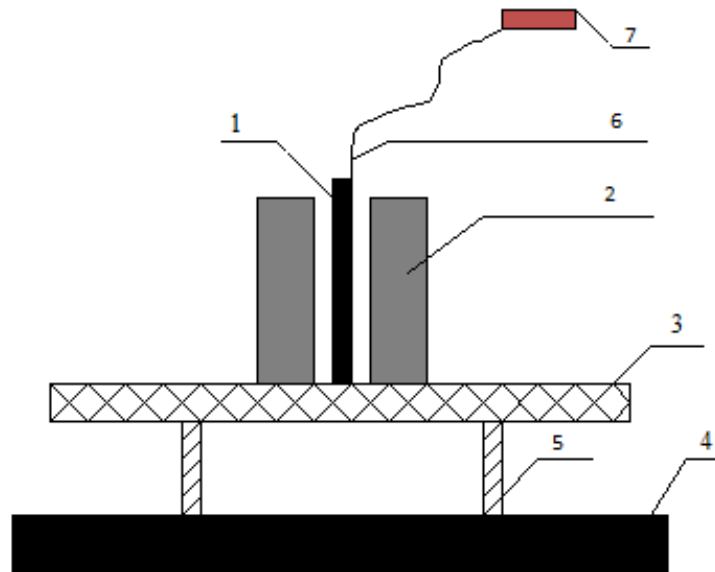


Рисунок. 4.13 – Схема пристрою запалювання оптичного детонатора ОД-8 на пластині-свідку: 1 – детонатор (ОД); 2 – пінопласт пластина; 3 – пластина-свідок; 4 – сталевий лист; 5 – відрізок сталевих труб; 6 – вивідний світловолоконний кабель; 7 – лазер

При проведенні робіт по визначенню ініціюючої здатності КД (ОД) повинні виконуватися вимоги, викладені в інструкціях з охорони праці та пожежної безпеки.

До виконання робіт за цією методикою допускають осіб не молодше 18 років, які пройшли при прийомі на роботу і в процесі трудової діяльності медичний огляд, інструктаж, теоретичне й виробниче навчання, склали іспит кваліфікаційній комісії за правилами ведення робіт, охорони праці, спецрежиму, виробничої санітарії, пожежної безпеки, охорони навколишнього середовища та отримали посвідчення (черговий запис у посвідченні) на право ведення робіт.

Приміщення лабораторії, в якому проводиться підготовка КД до випробувань, і приміщення проведення випробувань КД (ОД) повинні бути обладнані припливно-витяжною вентиляцією відповідно до ДСТУ Б А.3.2-12:2009 (http://ksv.do.am/GOST/DSTY_ALL/DSTY4/dsty_b_a.3.2-12-2009.pdf), роботу, яку перевіряють перед проведенням випробувань. Допустима

температура виробничого приміщення для інженерів - лаборантів (лаборантів) у холодну пору року від плюс 20 до плюс 24 °С, у теплу – від плюс 21 до плюс 28 °С. Допустима відносна вологість виробничого приміщення повинна бути не більше 60 %. Температуру й вологість заміряють термогігрометри ТГЦ-МГ 4 із записом у технологічному журналі.

Працівники повинні бути забезпечені спецвзуттям, бавовняним спецодягом, головним убором, бавовняними та гумовими рукавичками, навушниками.

Забороняється працювати в одязі з синтетичних, вовняних, шовкових тканин, а також взуття, що не забезпечує відведення зарядів статичної електрики.

Забороняється носіння під час роботи годинників, браслетів, перснів, брошок, інших металевих і неметалевих прикрас.

КД (ОД), що підлягають випробуванням, не повинні мати тріщин, вм'ятин, раковин, забоїн і корозії. Поверхня пластмасової трубки хвилеводу повинна бути суцільною та не мати порушень цілісності поверхні.

Випробування капсулів-детонаторів (ОД) проводяться при відключеній припливно-витяжної вентиляції. Після кожного випробування включають припливно-витяжній вентиляцію і протягом п'яти хвилин проводять провітрювання приміщення. Підрив КД (ОД) проводять на безпечній відстані з пульта управління ОКГ, рис. 1.5,а.

Для ініціювання ОД вільний кінець вивідного світловолоконного кабелю вставляють в оптичний квантовий генератор таким чином, щоб вісь лазера збіглася з осью серцевини кабелю, використовуючи, при цьому, схему рис. 4.11. Після цього, натисканням кнопки ПУСК, пропускають імпульсне лазерне випромінювання через вивідний світловолоконний кабель, ініціюючи підрив ОД.

Оцінку якості вибуху КД (ОД) визначають виміром діаметра отвору, що утворився в свинцевій пластині-свідку в результаті вибуху ОД.

Для проведення випробування, що складається з 30 визначень, було

потрібно близько 120 хвилин.

Після закінчення випробувань відходи, що утворюються при проведенні випробувань КД, упаковують у поліпропіленові мішки й здають на знищення (утилізацію) в установленому порядку.

4.3 Результати випробувань ініціюючої спроможності оптичного детонатора

Випробування спрацювання оптичних детонаторів були проведені в спеціальній лабораторії Павлоградського хімічного заводу за участю фахівців Інституту високоенергетичних матеріалів.

Всього було виготовлено 90 зразків оптичних детонаторів: по 30 ОД з первинними світлочутливими вибуховими композитами відповідно ВС2, ВС17 і СВК на основі азиду свинцю. Відрізнялися ОД тільки первинною ВР (див. розділ 1). Кількість зразків в експериментальних дослідженнях була обрана відповідно методики [12]. У цих випробуваннях використовувався один з трьох лазерів ОКГ (рис. 1.5,в) НТУ ДП (тривалість лазерного імпульсу на піввисоті інтенсивності складала 11 нс).

При проведенні випробувань використовувався режим роботи генератора, при якому один світловий імпульс генерувався із затримкою близько 8 хв. Така затримка генерації була необхідна для встановлення нового оптичного детонатора та вентиляції приміщення. Для усунення несанкціонованого підриву ОД лазерний промінь перекривався металевим екраном, що надавало безпеку проведення випробувальних робіт.

Результати випробувань ОД є позитивними: в усіх 90-та випробуваннях діаметр отвору у свинцевій пластині-свідку, отриманого в результаті підривання ОД, перевищував діаметр випробовуваного ОД на 35-60 %. Оскільки три варіанти ОД показали дуже близькі результати, то для використання тієї чи іншої первинної СВК слід застосувати комплексний підхід. Композит ВС2 відрізняється аномально високою чутливістю до лазерного випромінювання [4,

16]. Цей СВК суттєво дорожче у виготовленні в порівнянні з іншими СВК, але може використовуватися в якості накладеного заряду при дистанційному ініціюванні лазерним моноімпульсним випромінюванням крізь повітря. Композит ВС17 синтезують з відносно простих і дешевих компонентів, належить він до так званих “зелених ВР”. У порівнянні з ВС2 і ВС17 не потребує розробки нової технології виробництва СВК на основі азиду свинцю, який за вибуховими показниками перевищує ВС17 і за рівнем безпеки в поводженні, зберіганні й транспортуванні знаходиться на рівні тена.

В усіх експериментах використовувався світловод з діаметром серцевини 600 мкм, поміщений в оконтурюючу оболонку, що обумовлено зручністю поводження із світловодами в експериментальній і виробничій практиці. Загасання світлового імпульсу в такому світловоді не перевищувало 10 Дб/км. В експериментах довжина світловода не перевищувала 15 м, тому ослабленням енергії променя можна нехтувати.

Первинний світлочутливий вибуховий композит розміщувався в циліндровій втулці із поліхлорвініла діаметром 6,6×4 мм і довжиною 5 мм. Попередні експериментальні дослідження показали, що чутливість вторинної вибухової речовини – тена, не залежала від геометричних параметрів первинного СВК на основі азиду свинцю. При проведенні випробувань використовувалися медичні трубки з ПВХ діаметром 6,6×4 мм.

Випробування мікродетонаторів-монозарядів ОмД (рис. 4.2) на спроможність збудження детонації в таких бризантних ВР як амоніт № 6ЖВ, гексоген, тен, патроновані ЕВР. Зразки еластичних ВР. Маса зарядів ВР коливалися від 0,3 кг до 10^{-6} кг. Монозаряд СВК в усіх випробуваннях ОмД виготовлявся із азиду свинцю, порогова енергія якого дорівнювала 18×10^{-3} Дж/см². Монозаряд розміщувався в циліндричну втулку з ПВХ діаметром 3×5 мм, довжиною 10 мм.

Визначення вірогідності запалювання світлочутливих вибухових композитів лазерним випромінюванням. Особливістю методики випробувань

використано наступний підхід. У перших випробуваннях максимальна енергія лазерного імпульсу, що подається на світлочутливу сполуку, – 10^{-4} Дж. Отриманий позитивний ефект (стовідсоткове підірвання ОД) для обох типів детонаторів. Потім енергія знижувалася до 6×10^{-5} , 4×10^{-5} , 2×10^{-5} Дж. При енергії 10^{-5} Дж тільки 75% ОД із вмістом ВС17 були підірвані, у той же час ОД із ВС2 детонували з результатом 100 %. При енергії лазерного імпульсу 5×10^{-6} Дж, 80 % ОД із ВС2 підірвалися, а підірвання ОД із ВС17 не зафіксовано. Основна кількість оптичних детонаторів була витрачена при встановленні порогу ініціювання. На жаль, статистично обґрунтовану достовірну залежність вірогідності підриву ОД від енергії лазерного імпульсу встановити не вдалося внаслідок розкиду енергії лазерного імпульсу в результаті природної нестабільності роботи оптичних квантових генераторів у режимі гігантського імпульсу. Незважаючи на це, отримані при випробуваннях результати мають практичну цінність, оскільки встановлюють межі енергій лазерного імпульсу, у яких вірогідність ініціювання тена світлочутливими вибуховими композитами змінюється від 0 до 100 %. Результати випробувань ВС2 і ВС17 показані на рис. 4.3. Експериментальні значення порогової щільності енергії СВК на основі азиду свинцю показані на рис. 4.14.

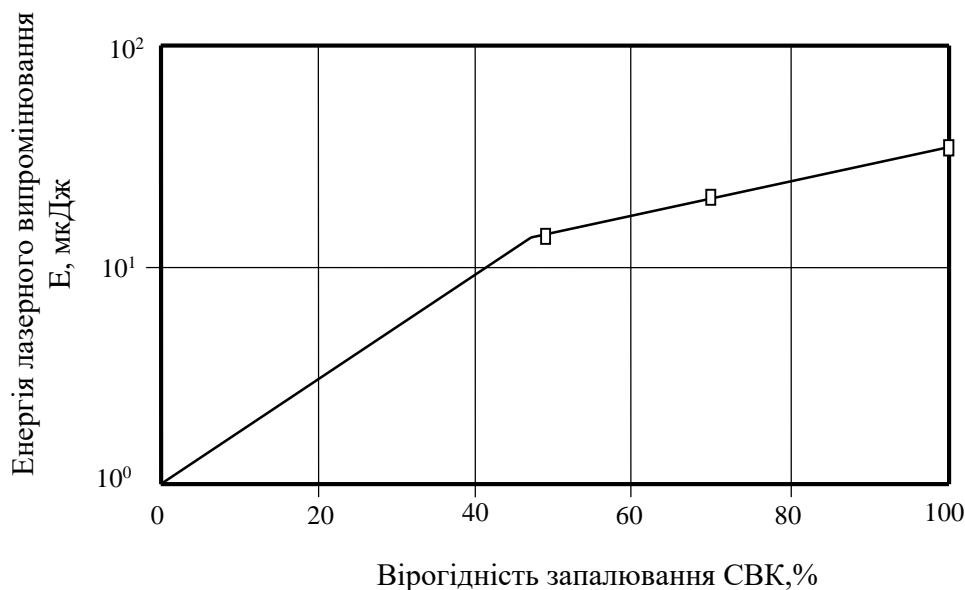


Рисунок 4.14 – Вірогідність підірвання вибухового композиту на основі азиду свинцю від енергії лазерного моноімпульсу

При варіації величини діаметра й товщини СВК спостерігалася стабільна детонація вторинної речовини. Щільність енергії лазерного імпульсу, при якій відбувалося спрацьовування оптичного детонатора, відповідала пороговим значенням, які були отримані при вивченні розмірного ефекту.

Випробування детонаторів при мілісекундному уповільненому підриванні шпурових зарядів не проводилося, то схема рис. 4.15 застосована тільки для ініціювання по 10 детонаторів з використанням трьох лазерів ОКГ (рис. 1.5) із заданим мілісекундним уповільненням між випромінюваннями лазерів.

Підривну мережу відповідно схеми рис.4.15 було зібрано на поверхні сухого ґрунту. Відстань від ОКГ до найближчого ОД не перевищувала 100 м. Між ОД відстань складала 5-7 м. Кожен ОД було встановлено перпендикулярно до поверхні свинцевої пластини-свідка.

Підривання показало 100 % позитивний результат, але залишилося невідомим чи відповідало затримці часу спрацьовування детонаторів відповідно встановленим значенням.

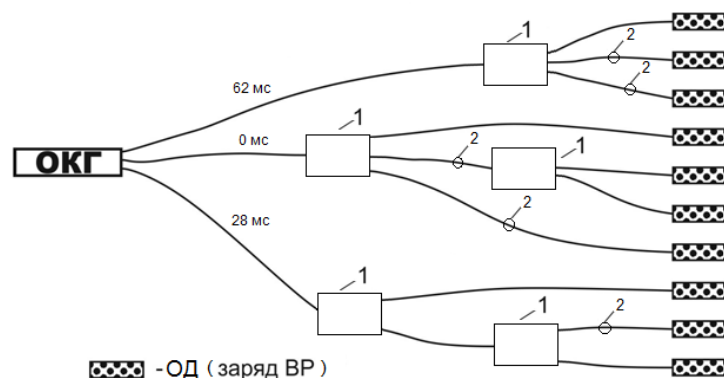


Рисунок 4.15 – Схема передачі світлової енергії від трьохканального оптичного квантового генератора до зарядів вибухових речовин за допомогою оптоволоконної мережі: 1 – розподільник деревовидний; 2 – розгалужувач

4.4 Перспективи використання лазерного способу підривання підприємствами гірничо-металургійної промисловості

Експериментальні дослідження спрацьовування оптичних детонаторів, споряджених світлочутливими вибуховими композитами показали реальні шляхи подальших досліджень для практичного застосування безпечної лазерної системи ініціювання. Зразок оптичної системи ініціювання зарядів ВР (ОПСІН) є принципово новим у світовій практиці вибухової справи. Технічні рішення по кожному елементу системи містять відомості “ноу-хау”. У зв'язку з цим, можливий вихід України на зовнішній ринок з новою конкурентоспроможною продукцією у вигляді не тільки як системи в цілому, а й окремих її елементів (квантового генератора, оптичних детонаторів, світлочутливих вибухових композитів).

Експериментальні дослідження службових характеристик як окремих елементів, так і зразка ОПСІН показали переваги перед відомими системами: електричної, за допомогою ДШ, Нонель та ін. Нова система усуває цілий ряд недоліків перерахованих систем і в той же час характеризується такими параметрами, які за будь-яких удосконалень відомих систем неможливо досягти. Наприклад, висока (прецизійна) точність спрацьовування детонаторів із заданим уповільненням; абсолютна стійкість до різного роду електромагнітних наведень; можливість здійснення вповільнень підривання за допомогою самого джерела енергії (ОКГ), можливість здійснення контролю вибухової мережі перед підриванням; висока ефективність керування дією вибуху на середовище; може бути використана в будь-яких умовах, в тому числі, в шахтах, небезпечних за вибухами газу та пилу.

Конструкція експериментального зразка ОПСІН передбачає роботу ОКГ, а значить і системи (в залежності від умов ведення вибухових робіт) в двох режимах: перший - передача світлового сигналу від ОКГ до ОД передається по світловодах; другий - передача світлового сигналу може передаватися через повітря безпосередньо на поверхню СВК, розміщеного на об'єкті, що.

підривається.

Оскільки в даний час розроблені ОД миттєвої дії, точність спрацювання яких від 10^{-6} до 5×10^{-5} с. У конструкції квантового генератора передбачено розміщення кількох лазерів, імпульс яких надходить до ОД з наперед заданим часом уповільнення. Точність уповільнення між зарядами в ряду або між рядами не перевищує $\pm 0,1$ мс.

Одною із задач розвитку оптичної системи ініціювання зарядів вибухових речовин є створення оптичних детонаторів уповільненої дії (ОДУД). У даний час отримані перші експериментальні результати дослідження ОДУД, однак час уповільнення обмежений декількома мікросекундами.

ОПСІН – один з напрямків у створенні засобів ініціювання зарядів вибухових речовин і якісно вищий рівень технологічного забезпечення проведення підривних робіт взагалі та в гірничорудній промисловості, зокрема.

Основні елементи оптичних систем ініціювання – джерело лазерного випромінювання, світлочутливі вибухові композити, засоби підривання і оптоволоконна підривна мережа, які забезпечують високу ступінь безпеки при підготовці та проведенні підривних робіт. Дослідження, з метою вдосконалення системи ініціювання, має два основних напрямки: створення нових світлочутливих вибухових композитів з найкращими вибуховими, фізико-хімічними, екологічними, технічними, економічними і технологічними показниками і з аналогічними характеристиками засобів підривання зарядів вибухових речовин [25] ; розробка і створення нових прецизійних та надійних у роботі оптичних квантових генераторів, безпечних під час використання у вугільних шахтах.

ВИСНОВКИ

1. Чутливість дослідженого СВК на основі азиду свинцю залежить від масової концентрації полімеру: при збільшенні вмісту полімеру щільність

енергії запалювання зменшується, досягаючи мінімального значення, а потім зростає при подальшому збільшенні вмісту полімеру.

2. Встановлено, що чутливість СВК на основі азиду свинцю до дії лазерного моноімпульсу залежить від радіусу лазерного пучка – чим менше радіус, тим більша щільність енергії потрібна для запалювання.

3. Експериментально встановлено залежність чутливості від масової концентрації покриття СВК на основі азиду свинцю, яка полягає у тому, що при зменшенні масової концентрації полімеру m_s , починаючи з $m_s \sim 60 \dots 70$ мг/см², чутливість СВК знижується, а покриття з масовою концентрацією 20 мг/см² не вдалося ініціювати навіть при дії імпульсу з щільністю енергії, яка в 15 разів перевищує критичну.

4. Інтенсивність лазерного випромінювання в центрі променя, що поширюється в розсіюючому середовищі, знижується за рахунок поглинання й розсіяння фотонів. Причому, чим менше діаметр променя, тим ослаблення за рахунок розсіювання сильніше, а, отже, для запалювання СВК чи штатних ВР потрібна більша енергія лазерного імпульсу.

5. Найважливішими факторами, що визначають розвиток процесу запалювання СВК лазерним моноімпульсом, є освітленість в об'ємі СВК і відбитої хвилі розтягування, що поширюються з боку вільної (відкритої) поверхні.

6. Досліджені СВК доцільно виділити як новий клас первинних ініціюючих ВР для лазерних систем.

7. Уперше експериментально встановлено залежності чутливості до дії лазерного моноімпульсу світлочутливих вибухових композитів на основі азиду свинцю від масової концентрації полімеру.

8. Уперше встановлено, що затримка часу запалювання СВК на основі азиду свинцю збільшується як при зменшенні масової концентрації полімеру, так і при зменшенні товщини шару композиту.

За результатами досліджень опубліковані роботи [4,7-9,15,24,25].

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ ДО РОЗДІЛУ 4

1. Sobolev V., Chernay A., Studinski N. OPSIN – a new system of blast-hole change blasting in explosives. *5-th International symposium on mine planning and equipment + selection. San Paulo. Brazil.* 1996. P. 441–443.

2. Соболев В.В., Чернай А.В., Студинский Н.М. О перспективе разработки оптической системы инициирования зарядов ВВ. *Высокоэнергетическая обработка материалов. Т.1.– Днепропетровск: ГГАУ, 1995. С. 38–43.*

3. Чернай А.В., Соболев В.В., Студинский Н.М., Гуменик И.Л. О системе оптического инициирования скважинных зарядов взрывчатых веществ. *Металлургическая и горнорудная промышленность.* 1995. №1. С. 47–49.

4. Соболев В.В., Ищенко Б.С., Куливар В.В., Романова А.С. Способ возбуждения плоских детонационных волн в тонкослойных зарядах взрывчатых веществ. Перспективи розвитку будівельних технологій: матеріали 11-ї міжнародної науково-практичної конференції молодих учених, аспірантів і студентів, 26–27 квітня 2017 р. [присвячена 80-ти річчю пам'яті Івана Степановича Новосильцева] / редкол.: О.М. Шашенко [та ін.] – Д.: Національний гірничий університет. 2017. С. 112-114.

5. Pyushin M., Shugaley I., Sudarikov A. (2017), High-energy metal complexes: synthesis, properties, applications, [Vysokoenergeticheskiye metallokompleksy: sintez, svoystva, primeneniye], Saarbrucken: Lap Lambert academic publishing GmbH&CO.KG, 268 p. (in Russian)

6. Илюшин М.А., Судариков А.М., Целинский И.В. и др..Металлокомплексы в высокоэнергетических композициях. – СПб: ЛГУ им. А.С.Пушкина, 2010. 188 с .

7. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А. Л, Зазимко В.И. Возможные механизмы зажигания взрывчатых веществ лазерным импульсным излучением. Форум гірників- 2017: матеріали між нар. конф.. 4-7 жовтня 2017 р.,м. Дніпро: Національний гірничий університет. 2017. С. 219-228.

8. Кириченко А.Л., Куливар В.В., Соболев В.В. Взрывчатые композиты,

высокочувствительные к импульсному лазерному излучению. Вісті Донецького гірничого інституту. 2017. 32 (41). С. 138-146.

9. Кириченко А.Л., Соболев В.В., Куливар В.В. Некоторые физические особенности лазерного зажигания светочувствительных взрывчатых веществ. Матеріали II Міжнародна науково-технічна інтернет-конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі». – Кривий Ріг: Криворізький національний університет. 2017. С. 156.

10. Илюшин М.А. , Целинский И.В. , Угрюмов И.А. , Жилин А.Ю. , Чернай А.В. Применение субмикронных светочувствительных иницирующих взрывчатых веществ в лазерных системах инициирования. *Научн. тр. НГУ*. 2003. №18. С. 8–17.

11. Илюшин М.А., Шугалей И.В., Целинский И.В., Гарабаджиу А.В. Некоторые экологические проблемы использования энергонасыщенных соединений для средств инициирования и пути их решения. *Экологическая химия*. 2012. №3. С. 154–163.

12. Соболев В.В., Чернай А.В. Лазерный способ инициирования зарядов взрывчатого вещества и примеры использования его на практике. Взрывная технология. Эмпирика и теория. Достижения. Проблемы. Перспективы: Материалы междунар. научно-практической конф., Тула 27-28 октября 2011. Тула: ТулГУ.2011. С.111-117.

13. Методика определения иницирующей способности детонатора. МТ-2-2008. – Павлоград: ПХЗ, 2008. 14 с.

14. Илюшин М.А., Котомин А.А., Душенюк С.А. и др. Лазерное инициирование светочувствительных энергетических материалов, перспективных для систем пироавтоматики космических аппаратов. *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*. 2017. №1 (35). С. 43-52.

15. Соболев В.В., Куливар В.В., Кириченко А.Л. Первичные взрывчатые вещества для лазерных систем инициирования. Матеріали II Міжнародна науково-технічна інтернет-конференція «Інноваційний розвиток гірничодобувної галузі», – Кривий Ріг: Криворізький національний університет. 2017.

C.166.

16. Соболев В.В., Чернай А.В., Илюшин М.А. Экологически безопасное полимерсодержащее ВВ для лазерного инициирования. *Информационный бюллетень Украинского союза инженеров-взрывников*. 2010. №4. С. 12-14.

17. Chernai, A.V., Sobolev, V.V., Chernaj, V.A., Pyushin, M.A., Dlugashek, Laser ignition of explosive compositions based on di-(3-hydrazino-4-amino-1,2,3-triazole)-copper(II) perchlorate. *Combustion, Explosion and Shock Waves*. May 2003. Volume 39, Issue 3. P. 335-339.

18. Илюшин М.А., Целинский И.В., Шугалей И.В., Чернай А.В. Экологически безопасный полимер, содержащий взрывчатый состав для лазерных средств инициирования. *Импульсная обработка материалов: Сб. науч. тр. / Редцкол.: Соболев В.В. (ответ. ред.). – Днепропетровск: Национальный горный университет. 2005. 152 с., С. 56-61.*

19. Илюшин М.А., Целинский И.В., Котомин А.А., Данилов Ю.А. Энергонасыщенные вещества средств инициирования.– СПб: СПбГТИ(ТУ), 2013. 177 с.

20. Патент UA 49732 А, МПК F 42 В 3/02. Оптический детонатор / А.В. Чернай, В.В. Соболев В.В., М.О. Илюшин, В.А. Чернай, С.М. Пахомов /Україна. – №2002043035; Заявлено 15.04.2002; Опубл. 16.09.2002 г.

21. Патент UA 17515 А, МПК F 45 В 3/02. Оптический детонатор / М.М. Студинський, А.В. Чернай, В.В. Соболев, В.В. Фомічов /Україна/. – №95031451; Заявлено 31.03.95.; Опубл. 28.02.2000 г. Бюл. №1.

22. Куратов С.Е., Серёжкин А.А., Чесноков А.А. Физико-математическая модель лазерного детонатора. *Физико-химическая кинетика в газовой механике*. 2015. 16(1). С. 1-9.

23. Патент US 4898095 А1, США, МПК F42B3/10. Laser beam-detonatable blasting cap / Tasaki Y., Kurokawa K., Hattori K., Takano M., Miyajima T., Sato T., Ogasawara K.; опубл. 06.02.90.

24. Романова А.С., Куливар В.В., Соболев В.В. Элементы оптической системы инициирования и некоторые их характеристики. XIII Всеукраїнська

наук.-техн. конф. «Сучасні технології ведення буровибухових робіт та безпека застосування гранульованих і емульсійних вибухових речовин. Їх економічна ефективність і техногенна безпека»: матеріали конференції. Кременчук: КрНУ. 2016. С. 26-29.

25. Sobolev V.V., Kulivar V.V., Kyrychenko O.L., Kurliak A.V., Balakin O. O. Evaluation of blast wave parameters within the near-explosion zone in the process of rock breaking with borehole charges. *Naukovyi Visnyk Natsionalnoho Hirnychoho Universytetu*. 2020. № 2, P. 47-52.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

Дисертація є науково-кваліфікаційною роботою, у якій на підставі виконаних автором досліджень міститься рішення задачі підвищення ефективності виконання підривних робіт за рахунок підвищення безпеки та прецизійності спрацювання засобів підривання із застосуванням лазерної системи ініціювання зарядів вибухових речовин.

Відповідно до поставлених задач оцінка основних наукових і практичних результатів наступна:

1. Ефект багатократного розсіювання лазерного випромінювання, що на порядок збільшує об'ємну освітленість у світлочутливих вибухових композитах, є головним позитивним фактором, який на декілька порядків збільшує чутливість вибухових речовин лише до лазерного імпульсного випромінювання і забезпечує спрацювання засобів підривання з точністю до 50 мкс та гарантує при виконанні підривних робіт такий ступінь безпеки, який відповідає роботі з вторинними вибуховими речовинами.

Коректна фізична інтерпретація явища низькопорогового запалювання вибухових речовин є неможливою, якщо не враховувати факт розсіяння фотонів в об'ємі вибухового композиту.

2. Експериментально отримано для світлочутливого вибухового композиту на основі азиду свинцю такі закономірності:

– зменшення критичної поверхневої щільності енергії ініціювання світлочутливого вибухового композиту залежить від зменшення діаметру лазерного променя, а, починаючи з діаметру 3×10^{-5} м, крива залежності асимптотично наближається до мінімального значення 18×10^{-3} Дж/см²;

– порогова енергія ініціювання зменшується зі збільшенням діаметру лазерного променя, що свідчить про збільшення освітленості в об'ємі вибухового композиту.

– збільшення концентрації поглинаючих випромінювання мікронеоднорідностей підвищує імовірність ініціювання вибухових речовин;

Встановлені залежності дають змогу вибору раціональних параметрів

лазерного пучка для засобів підривання, що забезпечує 100 % спрацьовування детонаторів, а також короткі часові затримки вибуху, які, як виявилось, на два порядки є меншими від затримок спрацьовування електродетонаторів.

3. Конструкція оптичного детонатора миттєвої дії, що пройшов випробування на ініціюючу спроможність, рекомендовано для прийняття до використання в лазерних системах ініціювання зарядів вибухових речовин. Важливими результатами для вирішення задачі 100 %-го спрацьовування оптичного детонатора є залежності (спроможності детонації) від енергетичних характеристик лазерного випромінювання.

За результатами випробувань характеристики оптичного детонатора миттєвої дії відповідають наступним вимогам:

- прецизійність дії (час затримки запалювання від 1 до 50 мкс);
- абсолютна стійкість оптичного детонатора до зовнішнього електромагнітного випромінювання (природного походження);
- підвищений рівень безпеки в поводженні під час зберігання, транспортування та монтажу підривної мережі за рахунок відсутності штатних первинних вибухових речовин;
- підривання здійснюється тільки прямою дією лазерного імпульсного випромінювання;

Оптичний детонатор миттєвої дії пройшов випробування на ініціюючу спроможність і рекомендований до використання в лазерних системах ініціювання зарядів вибухових речовин.