

усовершенствованного учетом контактного трения. Разработан метод расчета и построения диаграммы «напряжение – продольная деформация». Показано, что нормальное напряжение запредельной кривой имеет возрастающий характер вплоть до полного разрушения образцов на три части, что подтверждено экспериментальными исследованиями Л. И. Барона [2]

#### Список литературы

1. Васильев, Д.Л. Механизм разрушения образцов горных пород вдоль одноосной сжимающей нагрузки / Д.Л. Васильев // Науковий вісник національного гірничого університету. – Днепропетровск, 2004. – № 5. – С. 51-57.
2. Барон, Л.И. Экспериментальное определение коэффициентов крепости горных пород по шкале М.М. Протоdjаконова путем испытания буровых кернов на раздавливание // Разрушение угля и горных пород / Л.И. Барон [и др.]. – М.: Углетехиздат, 1958. – С. 103-125.
3. Васильев, Л. М. Учет контактного трения в задаче о разрушении горных пород сжатием / Л. М. Васильев, Д. Л. Васильев // ФТПРПИ. – 2015. – № 3. – С. 48-56.
4. Васильев, Л. М. Аналитический метод построения диаграмм «напряжение-деформация» образцов горных пород при их клиновой форме разрушения / Л. М. Васильев, Д. Л. Васильев // «Известия ВУЗов. Горный журнал», № 7, 2013 – С. 80-87
5. Васильев, Л. М. Аналитическое построение диаграмм «напряжение–деформация» образцов горных пород при их усечено-клиновой форме разрушения / Л. М. Васильев, Д. Л. Васильев, О. А. Усов // Металлургическая и горнорудная промышленность. Днепропетровск, № 6, 2013 – С. 81-84.

### ОСОБЛИВОСТІ РОЗПОДІЛУ ЩІЛЬНОСТІ ЕНЕРГІЇ ПО ПЕРЕТИНУ ЛАЗЕРНОГО ПРОМЕНЮ

*А.В. Чернай, В.В. Соболев, А.С. Романова, Державний вищий навчальний заклад  
«Національний гірничий університет», Україна*

Встановлено, що велика частина випромінювання на довжині хвилі неодимового (1,06 мкм) і рубінового (0,69 мкм) лазерів відбивається від зразків ВР, а на довжині хвилі СО<sub>2</sub> лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) ситуація має зворотний характер. Випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм ослабляється в значно більшому ступені, ніж випромінювання з довжинами хвиль 1,06 та 0,69 мкм. Експериментальні дані свідчать про важливу роль процесів розсіювання випромінювання в зразках ВР, які залежать від чистоти, густини та дисперсності матеріалу. Знайдена функція розподілу інтенсивності випромінювання у лазерному пучку.

Сучасні вимоги до безпеки і прецизійності ведення вибухових робіт у ряді галузей промисловості обумовлюють необхідність створення неелектричних систем ініціювання зарядів вибухових речовин (ВР) з великим фізико-технічним потенціалом, безпечних у поводженні та під час монтажу підривної мережі, 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 експериментальний зразок якої розроблено у Національному гірничому університеті.

При лазерному ініціюванні забезпечується високий рівень ізоляваності оптичного детонатора від псевдо імпульсів, що передаються по лінії зв'язку з імпульсним лазером тому, що в оптичному діапазоні відсутні випадкові джерела з потужністю, що достатня для підривання детонатора. Оптичні детонатори нечутливі до електромагнітних наведень і зарядам статичної електрики. Одним із основних елементів мережі лазерного ініціювання є світлочутливі вибухові речовини, що входять у оптичний детонатор як первинні ініціюючі вибухові речовини.

За даними літературних джерел та патентної інформації поки що подібна система не існує

у світовій практиці. Фахівцями у даній галузі одержані декілька патентів на способи підривання високоенергетичним лазерним моноімпульсом металевих плівок, що і є джерелом енергії для підривання вторинної вибухової речовини. Принциповим недоліком даних способів є те, що їх використання на практиці (особливо під час масових вибухів) абсолютно не ефективне і більш того – неможливе.

В Україні задачами лазерного ініціювання вибухових речовин протягом понад 30-ти років займаються у Національному гірничому університеті. Головна проблема, що стоїть перед дослідниками у цій області знань – розробка, синтез і використання нових первинних ініціюючих вибухових речовин, що надто чутливі до дії лазерного випромінювання. Такі речовини одержані вченими і фахівцями Санкт-Петербурзького технічного університету та Національного гірничого університету. Синтез нового класу ініціюючих первинних вибухових речовин, що чутливі до дії лазерного випромінювання, поклав початок розвитку робіт у створенні нової конкурентноспроможної системи лазерного ініціювання зарядів вибухових речовин – ОПСІН.

Основним елементом ОПСІН є оптичний детонатор, спрацьовування якого здійснюється шляхом дії лазерного імпульсу, що передається по світловодній мережі. Оптичний детонатор (ОД) містить світлочутливу вибухову речовину, потужність якої дозволяє збуджувати детонацію у вторинних ВР. В даний час одержана достатня кількість світлочутливих ВР, проте, для їх використання потрібні розрахункові моделі, що дозволяють визначати параметри дії вузькими лазерними пучками та оптимальних наважок цих ВР.

Побудова розрахункових моделей неможлива без встановлення механізму лазерного запалювання. Велике значення в процесі запалювання відіграє освітленість в об'ємі ВР. На жаль, розрахунок освітленості у вибухових речовинах ускладнюється, тому що ВР є середовищем з великою густиною розсіювачів, для яких до цього часу не одержані аналітичні рішення. Таким чином, розробка фізичної та математичної моделей поведінки фотонів в середовищах з розсіювачами є актуальною як з наукової точки зору, так і практичних міркувань.

Наукові та експериментальні результати, що одержані у першому розділі, використані для розробки фізико-математичної моделі розповсюдження світла в розсіюючому середовищі з великою густиною розсіювачів для створення детонаторів оптичної системи ініціювання вибухових речовин.

Розповсюдження світла в розсіюючих середовищах є предметом вивчення багатьох наукових колективів вже протягом більше 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. Подібні задачі розв'язувалися також 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 мала концентрація розсіювачів дозволила звести нелінійне рівняння розповсюдження світла в лінійне.

На відміну від згаданих вище задач, проблема розповсюдження світла у вибухових речовинах істотно ускладнюється. Річ у тому, що вибухові речовини є середовищем з щільною упаковкою розсіювачів, тому одержані раніше рішення незастосовні для нашої задачі. Крім того, для вирішення задачі запалювання ВР вкрай необхідні знання освітленості в об'ємі ВР. Ця задача вирішувалася з використанням методу чисельного моделювання (метод Монте-Карло).

Ціль роботи полягає у використанні штатних ініціюючих вибухових речовин як наповнювачів полімерної матриці для досліджень чутливості до лазерного випромінювання.

**Матеріали, методика вимірювань та розрахунків.** Експериментальний пристрій (рис. 1, схема на рис. 2) створений на базі твердотілого оптичного квантового генератору CFR 200–10 Pulsed Nd:YAG Laser System фірми Big Sky Laser (США).

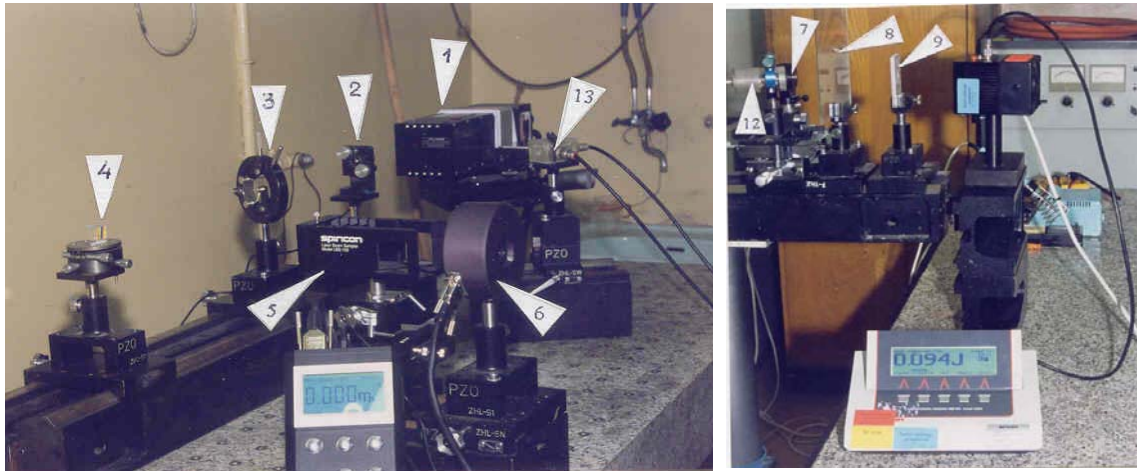


Рис. 1. Загальний вигляд стаціонарної експериментальної установки

Довжина хвилі випромінювання 1,064 мкм, вертикальна поляризація, максимальна енергія в імпульсі 200 мДж. Лазер працює в імпульсно-періодичному режимі з регулюванням у діапазоні  $1,7 \cdot 10^{-2} \dots 10$  Гц частотою. Частота спалаху лампи накачки постійна і дорівнює 10 Гц. Діаметр вихідного пучка 6 мм, розбіжність при енергії в імпульсі, що складає 85,5% від максимальної величини, дорівнює 2,8 мрад.

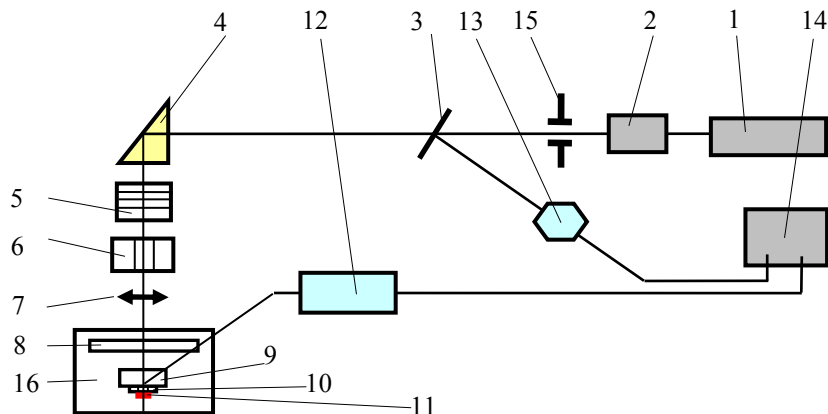


Рис. 2. Принципова схема стаціонарного експериментального пристрою оптичного квантового генератора

На рис. 1 і 2 цифрою 1 позначено лазер (Nd:YAG). Лазерний діод 2 і діафрагма 15 використовувалися для юстування оптичного тракту. За допомогою призми 4 лазерний промінь направлявся на вибухову речовину 11, що була нанесена як покриття діаметром 5 мм на скляну пластину 10. Для дослідження виготовлявся зразок із вибухової речовини (СВР), чутливої до лазерного випромінювання, та скляної пластини 10. Зразок закріплювався до пластини (з алюмінію) 9 завтовшки 8 мм, що мала отвір діаметром 8 мм для проходження лазерного променя. Лінза 7 використовувалася для регулювання необхідної величини діаметра лазерного пучка. Фотодіод 12 реєстрував запалювання СВР. Світлофільтри 5 використовувалися для вимірювань енергії лазерного випромінювання, що падає на зразок, при фіксованій відстані від СВР до лінзи. Для визначення цієї енергії застосовувався вимірювач енергії імпульсного лазерного випромінювання ІЭЛ-300, що має вимірювальну головку прохідного типу 6. Для вимірювання часу затримки запалювання СВР відносно початку дії лазерного імпульсу використовувалися фотодіоди 12 і 13, що працювали у спектральних діапазонах 0,4 – 1,2 мкм і 0,8 – 1,4 мкм відповідно. У процесі експериментів

з'ясувалося, що затримку вибуху СВР можна реєструвати одним фотодіодом 12.

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.

Для визначення функції розподілу густини енергії в лазерному пучку використовувалася методика, що основана на експериментальному визначенні діаметрів відбитків, які виникають при лазерному випромінюванні на матеріал.

Розподіл енергії в лазерному пучку визначався за допомогою аналізатора лазерного пучка Silicon Camera Model LBA-100A фірми Spiricon. У аналізатор входять камери високого розділення Pulnix TM-745, що безпосередньо реєструють випромінювання, та мікропроцесорні системи, що аналізують розподіл енергії і відображають результати на моніторі.

В зв'язку з тим, що при змінюванні енергії в лазерному імпульсі змінюється й діаметр плями опромінювання (абсолютне значення щільності енергії, що на границі пучка, залишається незмінною) розроблена методика вимірювання діаметра лазерної плями по відбитках, що виникають при лазерній дії на матеріал. При цьому, у матеріалі протікають фазові перетворення, що спостерігаються візуально чи за допомогою мікроскопа.

Фазовий перехід має пороговий характер, тобто здійснюється при впливу лазерного випромінювання з енергією, густина якої перевищує певну порогову величину  $E^*$ . В цьому випадку на поверхні матеріалу одержують контрастні відбитки, що можуть бути виміряні з достатньо великою точністю. В якості такого матеріалу використовують засвічений і проявлений звичайний фотопapір.

Основне припущення, що було прийнято в даній методиці таке: функція розподілу інтенсивності випромінювання поперек перерізу пучка не змінюється від імпульсу до імпульсу. Ця вимога виконується при стабільній роботі оптичний квантовий генератор (ОКГ), що генерує імпульси з однаковою енергією. Змінювання щільності енергії випромінювання здійснюється за допомогою калібровочних світлофільтрів.

Розподіл щільності енергії по перерізу пучка наближено будемо шукати у наступному виді

$$E(r) = E_0\omega(r), \quad (1)$$

де  $E_0$  – щільність енергії у центрі пучка;  $r$  – радіус кільця шириною  $dr$ , на якому здійснюють пошук величини  $E(r)$ .

Представлення функції щільності енергії у виді (1.1) передбачує радіальну симетрію функції розподілу.

Проведемо нормування цієї функції на повну енергію у імпульсі  $W$

$$W = 2\pi E_0 \int_0^{\infty} \omega(r) r dr. \quad (2)$$

Поділивши (1) на (2), одержимо

$$E(r)/W = \omega(r)/2\pi k,$$

$$\text{де } k = \int_0^{\infty} \omega(r) r dr.$$

Змінюючи пропускання лазерного тракту слід чекати одержання серії відбитків, радіуси яких можна виміряти за допомогою мікроскопа. Межа відбитків відповідає пороговій енергії змінювання забарвлення  $E^*$ . Після цього використовують результати вимірювань для запису рівнянь у такому виді:

$$E^*(r)/W_i = \omega(r_i)/2\pi k, \quad i=1, \dots, n, \quad (3)$$

де  $n$  – кількість вимірювань;  $W_i$  – енергія випромінювання, при якій радіус відбитку дорівнює  $r_i$ .

Після того, як була побудована залежність  $W(r)$  методом екстраполяції було знайдено енергію  $W(0)$ , при якій радіус відбитка дорівнює нулю. Після визначення цієї величини визначають порогову енергію фазового перетворення матеріалу покриття на фотопері:

$$E^*/W(0) = \omega(0)/2\pi k = 1/2\pi k. \quad (4)$$

Розділяючи послідовно рівняння системи (3) на рівняння (4), одержимо

$$\omega(r_i) = W(0)/W_i, \quad i=1, \dots, n.$$

Знання функції розподілу  $\omega(r)$  вирішує поставлену задачу. Для визначення щільності енергії у центрі пучка  $E_0$ , а також  $E^*$  необхідно шляхом графічного інтегрування знайти величину  $k$ .

Щільності енергії у центрі пучка  $E_0$  розраховується за формулою

$$E_0 = W/(2\pi k).$$

В якості характеристики чутливості може бути обраною середня щільність енергії лазерного імпульсу  $E_{cp} = 4W/\pi d^2$  ( $d^*$  – діаметр відбитку), або щільності енергії у центрі лазерного пучка  $E_0$ .

**Результати експериментальних досліджень.** Відома порівняно невелика кількість досліджень, що присвячені вивченню залежності критичної (порогової) густини енергії ініціювання –  $E_k$  від діаметра лазерного пучка  $d$ , тобто від розміру області, що опромінюється (розмірний ефект) [1]. Вперше розмірний ефект був знайдений для азиду свинцю.

Величина  $E_k$  практично не залежить від діаметра пучка, якщо  $d > d_0$ , де  $d_0$  – значення діаметру, при якому змінюється характер залежності. Для первинної ВР азиду свинцю  $d_0 \cong 0,1$  мм, для вторинної – ТЕНа дисперсністю  $5500 \text{ см}^2/\text{г}$  – близько  $0,6$  мм і зменшується при збільшенні дисперсності. Критична густина енергії ініціювання (для широких пучків) при підриві азиду свинцю близька до  $0,4 \text{ Дж}/\text{см}^2$ , для ТЕНа –  $\approx 53 \text{ Дж}/\text{см}^2$ . Вказана залежність критичної густини енергії від діаметра променя практично зберігається при переході від довжини хвилі  $1,06 \text{ мкм}$  (неодимовий лазер) до  $0,63 \text{ мкм}$  (рубіновий лазер), що узгоджується з результатами вимірювання коефіцієнта відбиття ВР на цих довжинах хвиль, які виявилися приблизно рівними  $80\%$  для азиду свинцю і ТЕНа.

В роботі [2] показано, що існування розмірного ефекту не дозволяє провести зіставлення наявних даних для різних конденсованих середовищ у зв'язку з тим, що досліди проведені при різних значеннях діаметра пучка.

Нами встановлено, що коректне порівняння результатів можна здійснювати, використовуючи узагальнену залежність

$$\frac{E_{кр}}{E_{кр}^0} = 1 + \frac{1}{(d/d_{кр})^3}, \quad (5)$$

де  $E_{кр}^0$  – мінімальне (асимптотичне) значення критичної густини енергії, відповідної  $d \rightarrow \infty$ ,  $d_{кр}$  – критичний діаметр детонації, що характеризує здібності вибухової речовини до високошвидкісного хімічного перетворення.

Найбільш повно розмірний ефект досліджено в наших роботах [3, 4] на прикладі азиду свинцю, пропресованого тиском  $\approx 2 \cdot 10^9 \text{ Па}$ . Коефіцієнт відбиття зразків ВР дорівнював  $R \cong 88\%$ . В експериментах використовувався одномодовий одночастотний ОКГ на неодимовому склі, що складається із генератора, який задає імпульси, передпідсилювача і

двох ідентичних підсилювальних каскадів. Це продиктовано тим, що багатомодові генератори через наявність складної просторової структури світлового пучка не дозволяють вирішити поставлену задачу достатньо коректно. Загальна енергія випромінювання ОКГ складала 0,5 Дж. Тривалість імпульсу на напіввисоті інтенсивності густини енергії випромінювання в дальній зоні добре описувалася розподілом Гауса.

На рис. 3 та рис. 4 представлені результати вимірювань залежності порогової густини енергії ініціювання  $E_k$  азиду свинцю і затримки запалювання  $\tau$  від діаметра зони, що опромінюється. Видно, що при зменшенні діаметра пучка критична енергія ініціювання азиду свинцю зменшується, але з  $d \sim 4 \cdot 10^{-3}$  см, спостерігається виположення цієї кривої, тобто  $W_k \rightarrow W_{\min}$  при  $d \rightarrow 0$ . З другого боку, спостерігається насичення на поверхні азиду, не перевищував  $8 \cdot 10^{-2}$  рад. Одержана мінімальна критична енергія  $W_{\min}$  дорівнює 6 мкДж при  $d_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$  см, що є рекордно низьким параметром. Статистичний розкид величин  $E_{кр}$ ,  $W_{кр}$  не залежить від площі опромінювача. Ця обставина і визначає дану особливість ініціювання азиду свинцю.

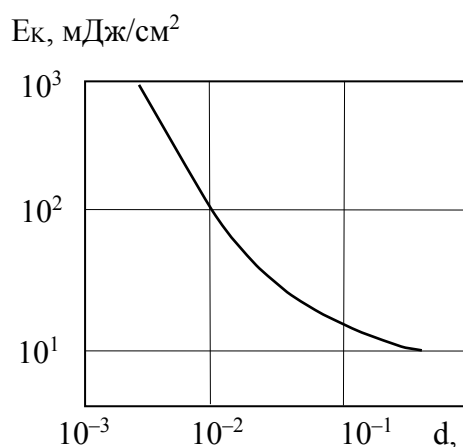


Рис. 3. Залежність порогової густини енергії ініціювання  $E_k$  від діаметру лазерного пучка

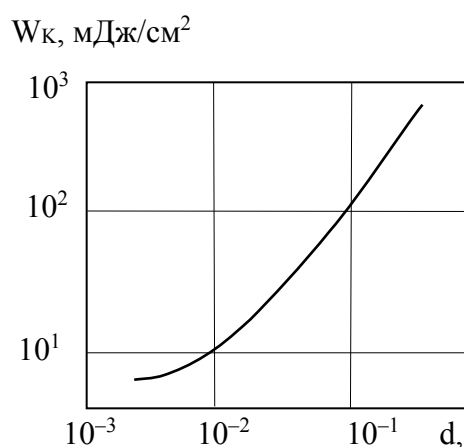


Рис. 4. Залежність критичної енергії ініціювання  $W_k$  від діаметру лазерного пучка

Підвищення оптичної міцності середовищ при зменшенні розмірів лазерного пучка (зони взаємодії) пов'язано із зменшенням числа поглинаючих мікронеоднорідностей "небезпечної" величини, що супроводжується різким збільшенням статистичного розкиду експериментальних даних. В даному ж випадку середовище є дифузійно-розсіючим, тому ініціювання відбувається на деякій глибині, де встигає сформуватися ореол розсіювання.

Продовженням досліджень [3, 4] є результати, що одержані у даній роботі при використанні первинних світлочутливих вибухових речовин (СВР), табл. 1. Для ініціювання використовувалася центральна частина випромінювання, що була сформована діафрагмою з вирізаним у центрі кругом. Зображення проектувалося за допомогою лінзи на поверхню зразка СВР. Площина зображення знаходилася по відбитку на фотоплівці, якість границь і розмір яких оцінювалися за допомогою мікроскопа.

Світлочутливі заряди ВР виготовлялися у вигляді плівок, що наносилися на поверхню металу. Випробувалися зразки найчутливішої СВР до лазерного випромінювання – ртутної солі 5-гідразинотетразолу в інертній матриці (полімеру) полі-5-винил-2-метилтетразол. Уведення полімеру дозволяє уникнути агрегації субмікронних частинок СВР і не впливає на його детонаційні характеристики.

В табл. 2 наведені дані, що відображають залежності чутливості СВР від режиму генерації лазерного випромінювання. Показані експериментальні результати впливу розміру зони дії лазерного випромінювання на чутливість СВР при тривалості імпульсу 30 нс.

Таблиця 1. Параметри світлочутливих ініціюючих вибухових речовин

Світлочутлива ініціююча вибухова речовина	Швидкість детонації, м/с	Густина, г/см <sup>3</sup>	Мінімальна енергія запалювання, Дж/см <sup>2</sup>
BC-2	6500	3,00	$2,3 \cdot 10^{-3}$
BC-6	7700	1,95	–
BC-7	7600	4,60	$5,0 \cdot 10^{-3}$
BC-16	5100	1,10	$1,2 \cdot 10^{-2}$
BC-17	6700	1,50	$4 \cdot 10^{-2}$
BC-24	4500	3,80	$7 \cdot 10^{-1}$

Таблиця 2. Залежність чутливості ртутної солі 5-гідразинотетразолу в матриці полімеру від тривалості імпульсу

Тривалість імпульсу, нс	Діаметр зони опромінювання (d), мм	Енергія ініціювання (E <sub>к</sub> ), мДж	Щільність енергії ініціювання (W <sub>к</sub> ), мДж/см <sup>2</sup>
30	0,48	$1,8 \cdot 10^{-2}$	10,14
$30 \cdot 10^3$	1,02	2,52	308,4

Як видно з табл. 2 збільшення тривалості лазерного імпульсу призведе до зростання щільності енергії ініціювання.

В табл. 3 наведені експериментальні дані, одержані при дослідженні ртутної солі 5-гідразинотетразолу в інертній матриці полімеру. При збільшенні діаметру лазерного пучка критична енергія ініціювання збільшується, а критична щільність енергії ініціювання навпаки – зменшується. Така властивість характерна для усіх світлочутливих ВР.

Таблиця 3. Вплив розміру зони дії лазерного випромінювання на чутливість ртутної солі 5-гідразинотетразолу в матриці полімеру

Діаметр лазерного променя (d), мм	Критична енергія ініціювання (E <sub>к</sub> ), мДж	Критична щільність енергії ініціювання (W <sub>к</sub> ), мДж/см <sup>2</sup>
0,48	$1,8 \cdot 10^{-2}$	10,14
3,18	0,6	7,48
9,52	1,8	2,57

Досліджена СВР має більш низький поріг ініціювання, ніж заряди чистого азиду свинцю (при однакових умовах проведення експериментів).

Аналіз результатів, що одержані у даній роботі (з урахуванням даних інших авторів при вивченні властивостей стандартних ВР при випромінюванні на довжині хвилі CO<sub>2</sub> лазера, неодимового і рубінового лазерів) свідчить про наступне:

– велика частина випромінювання на довжині хвилі неодимового і рубінового лазерів відбивається від зразків ВР, а на довжині хвилі CO<sub>2</sub> лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) ситуація зворотна.

– випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм ослабляється в значно більшому ступені, ніж випромінювання з довжинами хвиль 1,06 мкм і 0,69 мкм. Варіація даних для  $k_\lambda$ , одержаних в різних експериментах, свідчить про важливу роль процесів розсіювання

випромінювання в зразках ВР, які залежать від чистоти, густини та дисперсності матеріалу.

Для встановлення механізму запалювання вибухових речовин представляються важливими такі результати: по-перше, можна зробити висновок, що розсіювання світла в таких матеріалах відбувається в основному на гранях мікронеоднорідностей речовини. По-друге, при синтезі ВР не слід прагнути використовувати високочисті вихідні матеріали, оскільки при цьому зменшується концентрація мікронеоднорідностей, а, отже, знижується вірогідність ініціювання лазерним імпульсом із заданою енергією.

Основні висновки, які можна зробити за результатами досліджень, такі:

– знайдена функціональна незалежність розмірного ефекту від режиму генерації лазерного випромінювання;

– підвищення оптичної міцності середовищ при зменшенні розмірів лазерного пучка (зони взаємодії) пов'язано із зменшенням числа поглинаючих мікронеоднорідностей "небезпечної" величини, що супроводжується різким збільшенням статистичного розкиду експериментальних даних. В даному випадку середовище є дифузно-розсіючим, тому ініціювання відбувається на деякій глибині, де встигає сформуватися ореол розсіювання;

– густина енергії і енергія ініціювання азиду свинцю цугом лазерних імпульсів значно перевищує відповідні величини для моноімпульсної дії;

– залежності  $E_k(d)$  і  $W_k(d)$  для обох видів генерації лазера подібні одна одній, тобто функція розподілу освітленості в об'ємі ВР не залежить від густини потужності лазерного випромінювання.

#### Список літератури

1. Бриш А.А., Галеев И.А., Зайцев Б.Н. О механизме инициирования ВВ излучением ОКГ // Физика горения и взрыва. – 1969. – Т. 5, №4. – С. 475-480.

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

3. Чернай А.В. О механизме зажигания конденсированных вторичных ВВ лазерным импульсом // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32, №1. – С. 62-69.

4. Laser Ignition of Explosive Compositions Based on di(3-hydrazine-4-amino-1,2,3- triazole)-Coper(II)-Perchlorate / V.V. Sobolev, A.V. Chernay, V.A. Chernay, M.A Ilyshin, A. Dlygashek. // Combustion Explosion and Shock Waves. – 2003. – V. 39, №3. – P. 335-339.