

УДК 539.3/.6

Соболев В.В., д.т.н., проф., Куливар В.В., аспирант

Национальный технический университет «Днепропетровская политехника», г. Днепр, Украина

Кириченко А.Л., к.т.н., главный технолог

Государственное предприятие «Научно-производственное объединение «Павлоградский химический завод» г. Павлоград, Украина

Зазимко В.И., к.т.н., доцент

Донецкий национальный технический университет, г. Покровск, Украина

СПОСОБ ФОРМИРОВАНИЯ СХОДЯЩИХСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

Лазерное инициирование взрывчатых веществ (ВВ) существенно расширяет возможности решения задач, связанных с созданием профилированных ударных волн (сферических, цилиндрических, плоских и их комбинаций) для проведения физических экспериментов [1-3]. Такого рода задачи всегда решались с преодолением больших технических трудностей либо их решения оказывались принципиально невозможными.

Схема экспериментального устройства показана на рис. 1. Луч оптического квантового генератора (ОКГ) освещает боковую поверхность цилиндрического устройства, на которую нанесен светочувствительный инициирующий взрывчатый состав типа ВС [4,5]. Слой ВС инициирует детонацию в основном заряде ВВ. Освещение всей боковой поверхности осуществляется с помощью зеркал и делительных пластин с определенным коэффициентом пропускания. Расширяется луч рассеивающей линзой.

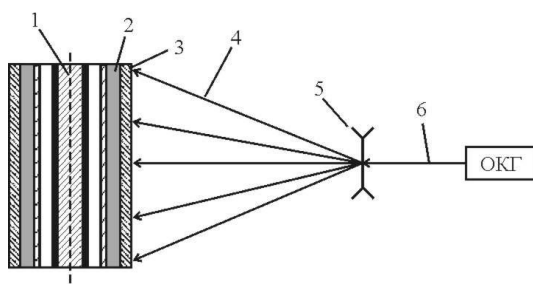


Рис. 1. Устройство создания сходящейся детонационной волны: 1 – обрабатываемый материал; 2 – основной заряд ВВ; 3 – слой светочувствительного взрывчатого состава; 4 – расширенный лазерный пучок; 5 – линза; 6 – нерасширенный лазерный луч

Схема расположения зеркал и пластин представлена на рис. 2. Излучение лазера падает на пластинку 1 с коэффициентом пропускания τ_1 . Пусть энергия в лазерном луче W . Тогда от пластинки 1 отразится часть луча с энергией $W_{отр.1} =$

$W(1 - \tau_1) = W\rho_1$. Эта часть отражается от зеркала 7 и после расширения линзой попадает на боковую поверхность цилиндра. Остальная часть $W\tau_1$ пройдет через пластинку 1 и попадет на пластинку 2. Отраженная часть освещает боковую поверхность, прошедшая, после отражения зеркалом 3 под углом 90° – на делительную пластинку 4 и т. д.

Коэффициенты отражения и пропускания пластин 1, 2, 4 рассчитываются так, чтобы освещение было одинаковым со всех сторон. Таким образом, $W\rho_1 = W\tau_1\rho_2 = W\tau_1\tau_2\rho_4 = W\tau_1\tau_2\tau_4 = \frac{1}{4}W$, или $\rho_1 = \tau_1\rho_2 = \tau_1\tau_2\rho_4 = \tau_1\tau_2\tau_4 = \frac{1}{4}$. Так как $\tau_1 = 1 - \rho_1$, то $\tau_1 = 1 - \frac{1}{4} = \frac{3}{4}$. $\tau_1\rho_2 = \frac{3}{4}\rho_2 = \frac{1}{4}$. Отсюда $\rho_2 = \frac{1}{3}$, а $\tau_2 = \frac{2}{3}$. В равенство $\tau_1\tau_2\rho_4 = \frac{1}{4}$, подставляем значения τ_1 и τ_2 и находим $\rho_4 = \frac{1}{2}$. В схеме с освещением с четырех сторон получены следующие параметры прозрачных пластин: $\rho_1 = \frac{1}{4}$; $\tau_1 = \frac{3}{4}$; $\rho_2 = \frac{1}{3}$; $\tau_2 = \frac{2}{3}$; $\rho_4 = \frac{1}{2}$; $\tau_4 = \frac{1}{2}$.

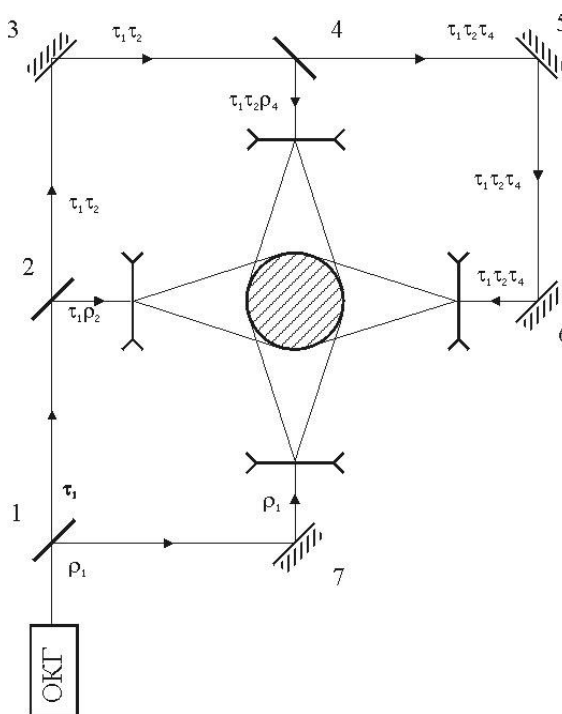


Рис. 2. Схема расположения зеркал и делительных пластин

Для оценки минимального значения энергии в лазерном пучке необходимо определить распределение энергии по боковой поверхности цилиндра с учетом распределения энергии в пучке. Будем считать, что распределение энергии в пучке согласуется с распределением Гаусса. Тогда при расширении пучка линзой распределение также будет гауссовым, только растянутым на бóльшую площадь. Таким образом, параметр σ зависит от того, на каком расстоянии от линзы находится точка, в которой определяется уровень энергии. Так как нерасширенный пучок проходит через диафрагму, то радиус пучка, на уровне интенсивности p , определяется формулой $r_0 = \sqrt{2\sigma 2\ln(1/p)}$. Выразим из

$r_0 = \sqrt{2\sigma^2 \ln(1/p)}$ параметр гаусса σ через радиус r_p расширенного пучка на уровне p в некотором сечении пучка $\sigma = \frac{r^2}{\sqrt{2 \ln \frac{1}{p}}}$. Радиус расширенного пучка на

расстоянии R от фокуса линзы выражается следующим образом (рис. 3)

$$r_p = \frac{d}{2F} R, \quad (1)$$

где d – диаметр диафрагмы, F – фокусное расстояние линзы, R – расстояние от фокуса линзы до оси цилиндра.

Выберем r_p таким, чтобы расширенный луч, с одной стороны, осветил всю поверхность цилиндра, видимую из точки A (рис.3), с другой стороны его радиус должен быть больше половины диагонали осевого сечения цилиндра

$$r_p > \frac{1}{2} \sqrt{H^2 + (2r)^2}, \quad (2)$$

где H – высота цилиндра, r – радиус цилиндра.

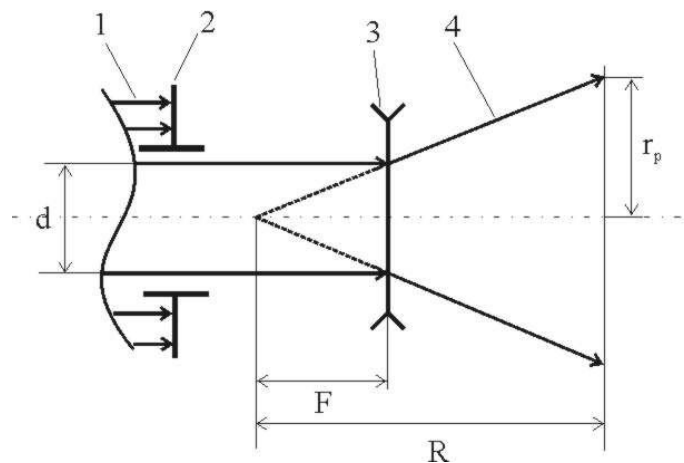


Рис. 3. Расширение лазерного луча линзой: 1 – лазерный луч не ограниченный диафрагмой; 2 – диафрагма; 3 – рассеивающая линза; 4 – расширенный луч

Задаваясь значениями r_p , удовлетворяющих условию (2), по формуле (1) определяем фокусное расстояние линзы $F = \frac{d}{2r_p} R$.

Определим количество энергии лазерного излучения, падающего на площадку ds в окрестности точки M на боковой поверхности цилиндра. На эту площадку падают лучи, отраженные пластинами 2 и 4 (рис. 2) и расширенные линзами, фокусы которых находятся в точках A и B на расстоянии R от оси

цилиндра (рис.3). Излучение из точки А падает на площадку ds под углом к нормали α , из точки В – под углом β . Положение точки М определяется цилиндрическими координатами r, θ, z , где $r = OM$ – радиус цилиндра, z – изменяется от $-H/2$ до $H/2$.

Энергия, которая падает на площадку ds из точки А, составляет $E_M(r_a) ds \cos \alpha$. $E_M(r_a)$ – распределение плотности энергии в сечении, проходящем через точку М на расстоянии r_a от оси луча. При расширении пучка его радиус на уровне интенсивности излучения p в сечении, проходящем через

точку М, равен $r_{pa} = \frac{r_p}{R}(R - r \cos \theta)$. Тогда параметр σ равен $\sigma_{pa} = \frac{r_{pa}}{\sqrt{2 \ln \frac{1}{p}}}$.

Уровень энергии в точке М равен

$$E_M(r_a) = \frac{W}{2\pi\sigma_{\delta a}^2} \exp\left(-\frac{r_a^2}{2\sigma_{\delta a}^2}\right),$$

где $r_a = \sqrt{z^2 + (r \sin \theta)^2}$ – расстояние от оси луча до точки М (рис. 3).

Определим $\cos \alpha$ из треугольника $AO'M$. Точка O' находится на оси цилиндра на расстоянии z от точки O . Так как косинус угла $O'MA$ равен $\cos(\pi - \alpha) = -\cos \alpha$, то $O'A^2 = r^2 + l_a^2 + 2rl_a \cos \alpha$.

Отсюда $\cos \alpha = \frac{O'A^2 - r^2 - l_a^2}{2rl_a}$, где $O'A^2 = z^2 + R^2$, $l_a = \sqrt{l_a'^2 + z^2}$,
 $l_a' = \sqrt{(r \sin \theta)^2 + (R - r \cos \theta)^2}$.

В точку М падает также излучение из точки В. Для описания распределения этой части излучения справедливы все определенные выше формулы, однако, в качестве угла θ необходимо использовать значение угла $ВОМ$ (рис. 4), который связан с углом θ соотношением $\angle ВОМ = \theta - \pi/2$ (отсчет угла ведется от прямой $ОВ$).

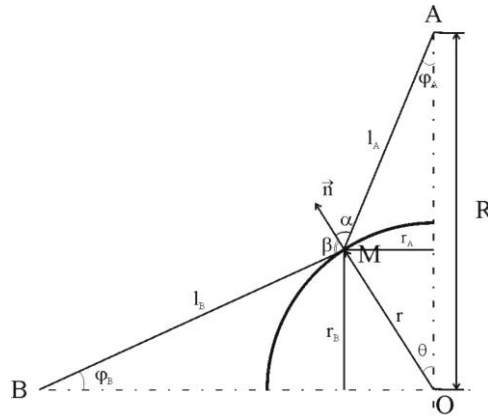


Рис. 4. Схема освещения поверхности цилиндра излучением отраженным от делительных пластин 2 и 4 (рис. 2)

Так как в точку М попадает излучение из точек А и В, то уровень энергии в М равен сумме уровней каждого луча. Это справедливо для всей области боковой поверхности цилиндра, где лучи А и В перекрываются. Обозначим эту область $(\theta_{\min}, \theta_{\max})$. Если лазерный луч расширяется таким образом, что его радиус определяется как описано выше (2), то луч А освещает сектор от $-\theta_{a,\max}$ до $\theta_{a,\max}$. В этих точках прямая А'М будет касательной к окружности и угол О'МА' между вектором нормали \vec{n} и плоскостью, в которой лежит луч l_a , равен $\pi/2$. Угол $\theta_{a,\max} = \arccos \frac{r}{R}$ определяется из прямоугольного треугольника О'МА'. Этот угол равен θ_{\max} . Согласно симметрии схемы луч В освещает такой же сектор, а сектор, освещаемый обоими лучами $(\theta_{b,\max}; \theta_{a,\max})$ или $\left(\frac{\pi}{2} - \arccos \frac{r}{R}; \arccos \frac{r}{R}\right)$. Окончательно уровень энергии в точке принадлежащей этому сектору

$$E(r_a, r_b) = \frac{W}{8\pi\sigma_{\delta a}^2} \exp\left(-\frac{r_a^2}{2\sigma_{\delta a}^2}\right) \cos \alpha + \frac{W}{8\pi\sigma_{\delta b}^2} \exp\left(-\frac{r_b^2}{2\sigma_{\delta b}^2}\right) \cos \beta.$$

Для точки, не принадлежащей этому сектору уровень энергии равен первому или второму слагаемому.

Приведем результаты расчета функции распределения плотности лазерной энергии по описанной математической модели. Были выбраны следующие параметры: радиус цилиндра, 15 см; высота цилиндра, 30 см; диаметр луча, 0,5 см; уровень установки диафрагмы 0,3; расстояние от фокуса линзы до оси цилиндра 60 см; высота $z = H/2$.

При этих параметрах распределение имеет вид, представленный на рис. 5. Минимальное значение функции распределения равно $E = 2,162 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$.

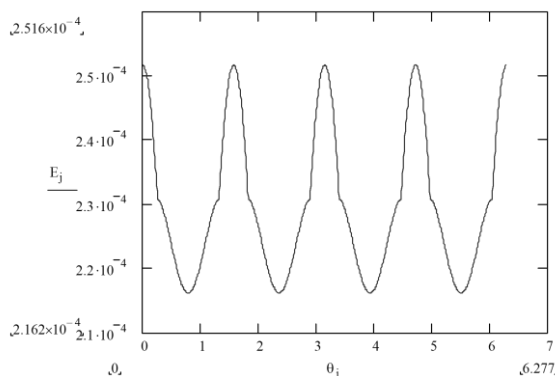


Рис. 5. Распределение плотности энергии излучения по боковой поверхности цилиндра на высоте $H/2$

Оценим значение энергии в импульсе лазера. Распределение плотности энергии $E(\theta, z) = E \cdot W$, где W – полная энергия в импульсе. Выберем значение критической плотности энергии $E(\theta, z) = 5 \text{ мДж/см}^2$. С каждой стороны падает энергия $W/4$. Поэтому $E(\theta, z) = E \cdot W/4$. Отсюда $W = 4 \cdot E(\theta, z)/E$. Подставляя численные значения, находим $W = 4 \cdot 5 \text{ мДж/см}^2 / 2,162 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \approx 92,5 \text{ Дж}$. Такое значение энергии в импульсе вполне достижимо стационарными лазерными установками, которые могут применяться при промышленном использовании метода лазерного инициирования для обработки динамическим давлением.

Описанная математическая модель позволяет рассчитывать параметры схемы и выбирать оптимальные для практической реализации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Chernaj, A.V., Sobolev, V.V. Laser method of profiled detonation wave generation for explosion treatment of materials // Fizika i Khimiya Obrabotki Materialov Issue 5, September 1995, Pages 120–123
2. Chernaj, 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 Volume 39, Issue 3, May 2003, Pages 335–339
- 3 Chernaj, 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, Pages 105–110
4. Чернай А.В., Соболев В.В., Илюшин М.А. Получение профилированных детонационных волн путем лазерного инициирования взрывчатых составов // Физика и техника высоких давлений. – 1996. – №4. – С. 62–69.
5. 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. – 68 с. – С. 26–29.