

## ПЛЕНОЧНЫЕ ПАССИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЗАТВОРЫ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ПРИЕМНИКОВ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОТ ОСЛЕПЛЕНИЯ

© 2011 г. В. В. Чесноков, доктор техн. наук; Д. В. Чесноков, канд. техн. наук;  
В. Б. Шлишевский, доктор техн. наук

Сибирская государственная геодезическая академия, г. Новосибирск

E-mail: garlic@yandex.ru

Обсуждаются результаты исследования возможности предохранения оптических средств наблюдения от поражения импульсным лазерным облучением за счет применения пассивных оптических затворов со временем срабатывания не более 1 нс. Активным элементом затвора является тонкая металлическая зеркальная пленка, размещенная в промежуточной фокальной плоскости системы и локально испаряющаяся в момент облучения.

*Ключевые слова:* защита оптико-электронных систем, зеркальная пленка, лазерное излучение, облучение, отражательная способность, поглощательная способность, светоослабляющее устройство.

Коды OCIS:140.3360, 160.6840, 230.4320, 310.3840.

Поступила в редакцию 29.11.2010.

Работы в области создания средств защиты наблюдательных устройств и глаз наблюдателей от ослепляющего действия внезапно возникающих ярких вспышек света ведутся уже длительное время. Для снижения интенсивности излучения, попадающего на фоточувствительные элементы оптических систем, используют фотохромные стекла [1], эффект самофокусировки излучения в нелинейных средах [2, 3], нелинейное рассеяние излучения металлическими нанопроволоками [4], фильтры Христиансена в виде суспензии дробленого стекла в смеси ацетона и дисульфида углерода (пикосекундное быстроедействие) [5], эффекты увеличения сечения поглощения при переходе наночастиц на возбужденные уровни и фотоиндуцированного светорассеяния в суспензиях или твердотельных матрицах (в том числе в суспензиях коллоидных металлов и фуллеренов [6], углеродных и фуллероидных наночастиц [7], во фталоцианинах [8]), нелинейные эффекты в полиметиновых красителях [9], двухфотонное поглощение в полупроводниках (аморфных пленках халькогенидов) при пикосекундной длительности лазерных импульсов [10] и др. В цитированных работах, за исключением [5, 10], экспериментально показано наличие данного эффекта в видимом и инфракрасном диапазонах спектра и его запаздывание на уровне десятков наносекунд и более.

Во всех рассмотренных случаях уменьшение интенсивности проходящего излучения наступает вследствие полного или частичного поглощения падающего излучения, что приводит к накоплению тепловой энергии активной средой в связи с невозможностью обеспечения достаточного теплоотвода; это является принципиальной причиной разрушения ограничителей в мощных потоках излучений.

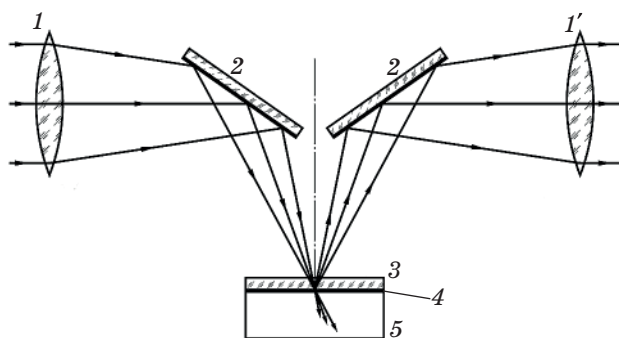
В работе [11] высказывалась и обсуждалась идея создания светоослабляющих устройств на основе особых двухслойных поверхностей, гладких и зеркальных в условиях засветки слабыми световыми потоками. Во время приема импульса сфокусированного лазерного излучения слои локально нагреваются, в месте нагревания происходит испарение нижнего слоя, избыточным давлением пара верхний слой деформируется, принимает форму купола и рассеивает падающий поток. После окончания действия импульса облучения зеркало принимает свою исходную плоскую форму за время порядка микросекунд и работоспособность всего защищаемого от ослепления средства наблюдения восстанавливается. Однако в реальных условиях и устройствах подобные системы исследовать не удалось.

В данной статье приводятся результаты исследования возможности эффективного подавления поражающего лазерного излуче-

ния в широком интервале длин волн с использованием в качестве средства защиты пассивного светового затвора с нелинейно-оптическим переключающим элементом в виде тонкой зеркальной металлической пленки.

Один из вариантов принципиальной схемы затвора указанного типа для видимой и ближней инфракрасной областей спектра представлен на рис. 1. Активный элемент затвора – специальная зеркальная металлическая пленка 4 – находится на прозрачной подложке 3 и размещается в плоскости промежуточного изображения, создаваемого входным объективом 1. Выходной объектив 1' переносит соответствующим образом (в зависимости от специфики применения) изображение с пленки 4 в защищаемое оптико-электронное устройство.

При попадании в систему мощного лазерного излучения зеркальная пленка локально, только в области его фокусировки, по мере нагрева вначале изменяет свою отражательную способность, затем начинает испаряться, в пленке образуется отверстие и отражение от данного участка зеркальной поверхности затвора прекращается. Полезная площадь зеркала при этом практически не уменьшается, затвор остается работоспособным и сохраняет свои защитные свойства даже при большом количестве попаданий, так как после срабатывания затвора излучение им не поглощается, а выводится из структуры затвора наружу, например в специальную ловушку 5. В результате затвор может выдерживать многократные “перегрузки”, не разрушаясь в целом и управляя значительными по потоку энергии излучениями.



**Рис. 1.** Принципиальная схема пассивного оптического затвора. 1 и 1' – входной и выходной объективы, 2 – плоские зеркала, 3 – прозрачная подложка, 4 – прожигаемая зеркальная пленка, 5 – ловушка для потока направленного лазерного излучения, прошедшего через затвор.

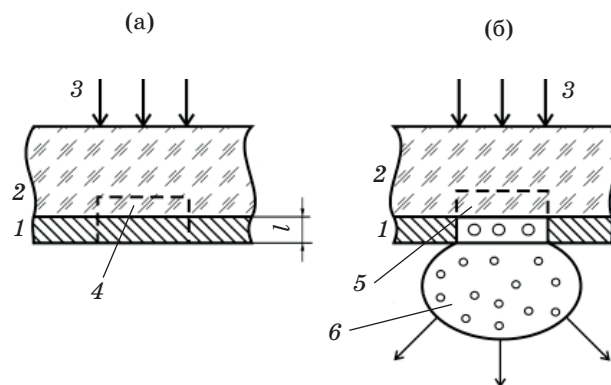
Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность монолитного металла исследовано во многих работах, в частности в [12, 13]; разрушение лазерным излучением тонких пленок на подложках изучалось в [12, 14]. Наше рассмотрение касается поведения под действием излучения тонких полупрозрачных металлических пленок на прозрачных подложках и базируется на анализе процессов в твердом теле, индуцированных лазерным излучением [12, 13].

На рис. 2 схематически показаны структура и процесс срабатывания светового отражательного затвора. Для эффективной работы устройства толщина  $l$  пленки не должна существенно отличаться от глубины проникновения в нее падающего света (которая в рассматриваемом диапазоне спектра для большинства металлов равна 50–100 нм), поскольку тогда она будет одновременно прогреваться излучением по всей толщине и при длине тепловой волны в пленке

$$l_T = (at)^{1/2} > l$$

может считаться нагретой равномерно. Здесь  $a = k_T/c_V$  – температуропроводность пленки,  $k_T$  и  $c_V$  – ее теплопроводность и объемная теплоемкость,  $t$  – время действия излучения.

На первом этапе облучения (рис. 2а) интенсивность отраженного света определяется значением и изменениями отражательной способ-



**Рис. 2.** Структура и функционирование пассивного оптического затвора с испаряющейся зеркальной пленкой. а – этап поглощения излучения, б – этап испарения зеркального слоя. 1 – зеркальная металлическая пленка, 2 – прозрачная подложка, 3 – падающее на структуру лазерное излучение, 4 – область прогрева структуры “пленка – подложка”, 5 – область прогрева подложки после испарения пленки, 6 – разлетающийся после испарения пар металла.

ности пленки  $R$ , которая в соответствии с законом сохранения энергии и в пренебрежении (при  $l > 50$  нм) ее пропусканием равна

$$R = 1 - A, \quad (1)$$

где  $A$  – поглотительная способность пленки.

В соответствии с теорией Друде изменение поглотительной способности металлов с повышением  $\Delta T$  температуры описывается выражением [12]

$$A = A_0(1 + \alpha\Delta T) = A_0 + A_1\Delta T, \quad (2)$$

где  $A_0$  – поглотительная способность при  $20^\circ\text{C}$ ,  $A_1 = \alpha A_0$ ,  $\alpha$  – термический коэффициент электросопротивления, для большинства металлов лежащий в пределах  $\alpha \approx (3-4) \times 10^{-3}$  град $^{-1}$ . Данное выражение справедливо только для объемного материала и в случае тонких пленок может быть использовано лишь в оценочных расчетах; для получения точных значений необходимо экспериментальное уточнение параметров.

При плавлении металла коэффициент поглощения увеличивается скачком в 1,5–2 раза, что объясняется по теории Друде увеличением удельного сопротивления металлов при плавлении [12, 13], и при дальнейшем нагревании может рассчитываться по формуле (2), если под  $A_0$  подразумевать поглотительную способность расплава.

Для учета зависимости (2) применительно к поглотительной способности тонкой металлической пленки, расположенной на теплоизолирующей подложке, воспользуемся традиционной моделью полубесконечного тела<sup>1</sup>, преобразовав известное выражение для температуры его облучаемой поверхности [12]:

$$T(t) = \left( T_0 + \frac{A_0}{A_1} \right) \exp u^2 (1 + \operatorname{erf} u) - \frac{A_0}{A_1}, \quad (3)$$

где  $T_0$  – температура поверхности перед облучением,

$$u = A_1 I_0 \left( \frac{t_1}{k_T c_V} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$I_0$  – интенсивность падающего излучения в плоскости поверхности,  $t_1$  – время нагревания поверхности до температуры  $T(t)$ . Функция  $f(u) = \exp u^2 (1 + \operatorname{erf} u)$  приведена в [12] (с. 56, рис. 1.25) в виде графика.

<sup>1</sup> Тела, имеющего только одну граничную поверхность, со стороны которой и действует источник тепла.

Непосредственно формулы (3) и (4) не пригодны для расчетов температуры тонкой пленки на подложке, когда толщина пленки меньше длины тепловой волны в ней. Однако если учесть, что температура поверхности  $T(t)$  определяется способностью тела запастись тепловой энергию поглощенного излучения в приповерхностном слое глубиной  $l_T$ , то можно переформулировать выражение (4) применительно к расчетам тонкопленочных структур.

В рассматриваемом случае пленка находится на теплоизолирующей подложке с малой теплопроводностью и потери тепла в подложку малы. Тогда при  $l < l_T$ , как уже отмечалось выше, температуру нагрева по всей ее толщине можно считать одинаковой, а количество тепла  $Q_1$ , запасенного в такой пленке, будет равно

$$Q_1 = \Delta T_1 c_V l,$$

где  $\Delta T_1$  – изменение температуры пленки за время импульса облучения.

С другой стороны, в приповерхностном слое полубесконечной среды из того же материала за время импульса облучения запасается тепловая энергия

$$Q_2 \approx \Delta T_2 c_V \int_0^{l_T} e^{-x/l_T} dx = 0,632 \Delta T_2 c_V l_T,$$

где  $\Delta T_2$  – приращение температуры поверхности среды,  $x$  – координата точки среды, отсчитываемая вглубь от поверхности.

Условием переформулирования выражения (4) является равенство температур поверхности полубесконечной среды и заменяющей ее тонкопленочной структуры, достигаемых за одно и то же время  $t_1$ :  $\Delta T_1 = \Delta T_2$ .

Принимая во внимание, что  $Q_1 = I_1 t_1 A$  и  $Q_2 = I_3 t_1 A$ , где  $I_1$  и  $I_3$  – интенсивности излучения, падающего на поверхности пленки и эквивалентной ей (имеющей равную температуру поверхности) полубесконечной среды, будем иметь

$$I_3 = I_1 \frac{0,632 l_T}{l}.$$

Заменив в выражении (4) для облучения пленки на прозрачной подложке величину  $I_0$  эквивалентным значением  $I_3$ , получим

$$u' = 0,632 \frac{A_1 I_1 l_T}{l} \left( \frac{t_1}{k_T c_V} \right)^{1/2},$$

или, после подстановки  $l_T = (t_1 k_T / c_V)^{1/2}$ ,

$$u' = 0,632 \frac{A_1 I_1 t_1}{l c_V}. \quad (5)$$

Значение функции  $f_{\text{пл}}(u')$ , соответствующее температуре плавления  $T_{\text{пл}}$  пленки под воздействием излучения, можно найти из общего выражения (2):

$$f_{\text{пл}}(u') = \frac{T_{\text{пл}} + A_0/A_1}{T_0 + A_0/A_1} \approx \frac{T_{\text{пл}} + 250}{T_0 + 250}.$$

Уравнение (5) позволяет для процесса нагревания пленки выразить зависимость промежутка времени  $t_1$  с момента начала действия излучения до температуры плавления от вспомогательной величины  $u'$  соотношением

$$t_1 = \frac{u' l c_V}{0,632 A_1 I_1}. \quad (6)$$

При продолжении облучения пленка плавится в течение времени

$$t_2 = \frac{l}{I_3 A_{\text{ж}}} \rho L_{\text{пл}} \quad (7)$$

и далее нагревается до температуры  $T^*$  интенсивного испарения, на что требуется время

$$t_3 = \frac{l}{I_3 A_{\text{ж}}} \Delta T^* c_{V, \text{ж}}, \quad (8)$$

здесь  $\rho$  – плотность пленки,  $L_{\text{пл}}$  – удельная теплота плавления,  $A_{\text{ж}}$  – показатель поглощения расплава (для металлов, имеющих  $A_0 \approx 0,2-0,3$ , после нагревания до плавления и перехода в жидкое состояние показатель поглощения  $A_{\text{ж}} \approx 1$ ),  $\Delta T^* = T^* - T_{\text{пл}}$  – разность температур интенсивного испарения и плавления,  $c_{V, \text{ж}}$  – объемная теплоемкость расплава.

Температура  $T^*$  может быть найдена по оценочной формуле [14]

$$T^* = \frac{\Lambda M}{10 R_A}, \quad (9)$$

где  $\Lambda$  – удельная теплота испарения при 0 К, т. е. такое количество тепла, которое необходимо затратить на единицу объема вещества, чтобы последовательно нагреть его от 0 К до температуры плавления, расплавить, нагреть расплав до температуры испарения и превратить в пар;  $M$  – молярная масса,  $R_A$  – универсальная газовая постоянная. Расчеты по этой формуле показывают, что температура интенсивного испарения выше температуры кипения.

Для испарения нагретой пленки потребуется дополнительное время

$$t_4 = \frac{L_{\text{исп}} \rho l}{I_3 A_{\text{ж}}}, \quad (10)$$

где  $L_{\text{исп}}$  – теплота испарения материала расплавленной пленки.

Последнее выражение получено исходя из предположения о свободном испарении вещества, когда скорость испарения ограничена только темпом поступления тепловой энергии в среду. Справедливость такого допущения подтверждается расчетами скорости продвижения фронта испарения в глубь пленки, проведенными в соответствии с анализом, данным в работе [13] и учитывающим зависимость потока испаряющихся с поверхности частиц от температуры поверхности: при плотности мощности поглощенного излучения примерно  $2 \times 10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup> получены значения скорости в пределах 10–100 м/с, из чего следует, что при указанной и более высоких плотностях мощности время продвижения фронта испарения в пленке существенно меньше времени испарения  $t_4$  и потому может не учитываться.

Второе допущение, заложенное в формуле (10), заключается в пренебрежении энергией конденсации обратно возвращающихся на поверхность испарения частиц пара. Действительно, поскольку имеет место распределение молекул пара по скоростям по Максвеллу, то часть молекул (по данным [13] – до 18%) возвращается на поверхность подложки. Однако их конденсации на поверхности с передачей ей тепловой энергии не должно быть (в расчете на весь этап испарения и в отличие от испарения полубесконечного металла), так как температура поверхности не отличается от температуры пара (подложка теплоизолирующая) и коэффициент прилипания атомов металла к диэлектрику достаточно мал.

При условии, что все этапы процесса следуют один за другим не перекрываясь, общее время облучения  $t_{\Sigma}$ , требующееся для получения пленкой тепловой энергии, достаточной для испарения, –

$$t_{\Sigma} \approx t_1 + t_2 + t_3 + t_4.$$

На стадии развитого испарения на оптические характеристики пленки металла оказывает влияние ряд процессов. Облако паров металла (рис. 2б) движется как сплошная среда (так как плотность частиц велика и длина свободного пробега атомов пара много меньше толщины слоя пара) и является пересыщенным, а при расширении охлаждается и конденсиру-

ется в капли; с учетом конденсации скорость потока пара определяется выражением [13]

$$U \approx 0,5 \times 10^{12} (k_B T^* / A_M)^{1/2},$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $A_M$  – атомный вес металла. После полного испарения вещества пленки распространение потока пара в пространство происходит с резким уменьшением его плотности, т. е. процесс испарения нельзя считать стационарным. Критическое состояние металла, вероятно, не может быть достигнуто при лазерном нагревании тонкой пленки в рассматриваемых условиях, так как еще до достижения необходимых температуры и давления поглощение излучения уменьшится вследствие рассеяния вещества из облучаемой зоны при испарении. По этим же причинам отпадает и вопрос о возможности прохождения нагретого металла через фазу “диэлектрического просветления” [12].

В случае полубесконечного тела возможны режимы облучения, при которых имеет место заметное поглощение излучения в парах испаренного материала. Эффект наблюдается в стационарных режимах испарения при интенсивности облучения  $10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup> и более [13]. Пар представляет собой двухфазную систему из насыщенного пара и частиц конденсированной фазы, и наибольшую роль в поглощении излучения играет конденсированная фаза. При геометрической толщине слоя пара, близкой к радиусу пятна облучения (десятки микрометров), его оптическая толщина<sup>2</sup> самоуставливается равной единице [13]. Отражение от поверхности тела при этом отсутствует.

Проведем оценку отражательной способности металлической тонкой пленки затвора на диэлектрической подложке в момент ее испарения. При облучении тонкопленочной (порядка десятых долей микрометра) структуры вещество пленки в течение времени срабатывания затвора  $t_z \approx 1$  нс становится слоем пара толщиной  $l_{\text{п}} \approx t_z U \approx 0,5$  мкм, а затем рассеивается в пространстве. Максимальное значение оптической толщины этого слоя примерно в 20 раз меньше, чем при облучении поверхности монолитного тела. Отражение от слоя пара является рассеянием “назад” падающего излучения. Если учесть, что сечение рассеяния

<sup>2</sup> Под оптической толщиной понимается безразмерная величина  $D'$ , характеризующая ослабление оптического излучения в среде за счет поглощения и рассеяния и определяемая как  $D' = 2,304D$ , где  $D$  – оптическая плотность слоя [15].

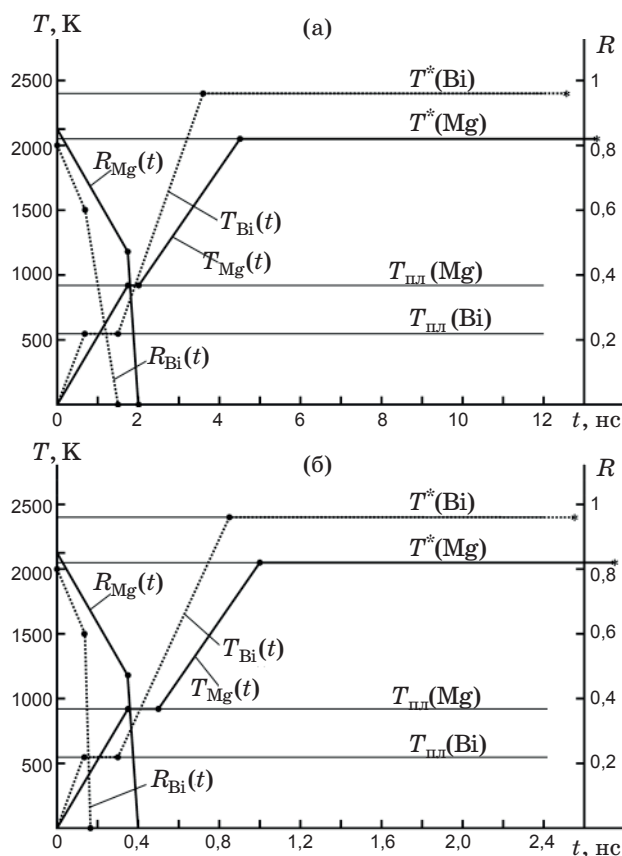


Рис. 3. Графики зависимости температуры  $T$  и отражательной способности  $R$  пленок магния и висмута толщиной  $l = 100$  нм от времени  $t$  облучения для интенсивности падающего излучения  $I_0 = 1 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup> (а) и  $I_0 = 5 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup> (б).

частиц много меньше сечения поглощения при размерах частиц до 10 мкм [13], то можно сделать вывод о незначительности эффекта рассеяния и пренебрежимо малом значении отражательной способности пара тонкой пленки в рассматриваемом случае.

На графиках рис. 3 показано изменение температуры и отражательной способности пленок магния (а) и висмута (б) толщиной  $l = 100$  нм в зависимости от времени облучения. Расчеты проведены в соответствии с формулами (1)–(3) и (5)–(9) для интенсивностей падающего излучения  $I_0 = 1 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup> (а) и  $I_0 = 5 \times 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup> (б) при значениях теплофизических констант из [16] и следующих основных параметрах: на длине волны  $\lambda = 1$  мкм и при нормальных условиях показатели поглощения  $A_0 = 0,15$  – для магния и  $A_0 = 0,2$  – для висмута [17]; в жидкой фазе расчетное значение показателя поглощения  $A_0(T_{\text{пл}}) \approx 1$  – для обоих металлов.

Видно, что отражательная способность  $R$  пленок в зоне фокусировки лазерного излучения уменьшается практически до нуля задолго до их полного испарения (моменты испарения показаны в виде точек на высокотемпературном конце графиков зависимостей температуры пленок от времени). Облучающий импульс излучения может иметь значительную длительность, но длительность отраженного импульса оказывается существенно меньше благодаря указанному уменьшению отражательной способности к моменту полного перехода пленки в расплавленное состояние. Отсюда следует, что доля энергии ослепляющего излучения, попадающего в апертуру приемника, пропорциональная отражательной способности пленки, снижается не только из-за уменьшения интенсивности отражения, но и за счет укорочения времени отражения, как в [18].

Представленные графики позволяют оценивать минимальную плотность энергии излучения, падающего на поверхность зеркальной пленки затвора и приводящего к его срабатыванию, т. е. чувствительность пассивного затвора к ослепляющему излучению.

Переходя далее к динамическому диапазону работы затвора, следует иметь в виду, что его зеркальная пленка оптически сопряжена с фотоприемной матрицей – поверхности каждого пиксела матрицы соответствует некоторый конечный участок чувствительной поверхности затвора. Отсюда становится понятной важность учета распределения коэффициента отражения по освещаемому излучением на зеркальной пленке пятну. Поэтому нижний уровень диапазона определяется не только чувствительностью пассивного затвора, но и неравномерностью распределения интенсивности в фокальном пятне; зависит от качества изображения, даваемого объективом, и несколько выше значения чувствительности затвора.

Физическими причинами существования верхней границы диапазона являются возможность оптического разрушения подложки, на которой формируется зеркальная пленка затвора, и увеличение локальной поврежденной области пленки затвора вследствие неравномерности освещенности в фокальном пятне. Первая причина может быть устранена конструктивными мерами [18]; вторая причина более фундаментальна – в первую очередь, она обусловлена дифракцией света на апертурной диафрагме объектива, и в меньшей степени –

его неизбежным рассеянием внутри оптической системы.

Чтобы оценить влияние дифракционных эффектов, сделаем следующий примерный подсчет применительно к удаленному излучателю, когда фронт падающей световой волны можно считать плоским. Предположим, что диаметр полезной апертуры затвора равен 10 мм, а диаметр прожигаемого отверстия при интенсивности облучения, соответствующей нижней границе динамического диапазона затвора, – 10 мкм, причем прожиг осуществляется только центральной частью дифракционного пятна. Если принять допустимой долю повреждаемой поверхности равной 1% от общей, то ресурс затвора будет составлять не менее  $10^4$  импульсов облучения. Пусть при тех же прочих условиях мощность лазерного излучения возрастает настолько (примерно в 625 раз по сравнению с предыдущим случаем), что разрушение наступает уже на третьем кольце дифракционного пятна. Геометрическая область срабатывания затвора расширяется до третьего темного кольца кружка Эри в фокальном пятне, и диаметр области разрушения затвора увеличивается в 2,65 раза. Оптически сопряженные с этим участком затвора пиксели матрицы останутся неповрежденными, однако ресурс работы затвора уменьшится в  $2,65^2 \approx 7$  раз и составит порядка  $1,4 \times 10^3$  импульсов.

Более подробный анализ предельных возможностей устройств подобного типа выходит за рамки настоящей статьи и требует отдельного рассмотрения.

Экспериментальная проверка проводилась на зеркальных пленках магния со световым диаметром 11,5 мм, облучаемых сфокусированным пучком от твердотельного лазера ЛТИ-501 с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм, в рамках решения задачи по защите кремниевых фотоприемных матриц инфракрасного диапазона. ПЗС-матрицы устанавливались в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием 50 мм, лазерное излучение направлялось в апертуру объектива либо напрямую, либо через описанный затвор. Импульсы излучения лазера имели колоколообразную временную форму с длительностью на полувысоте 16 нс.

В ходе эксперимента все матрицы необратимо повреждались при прямом воздействии даже одного импульса излучения с энергией 2 мкДж, но оставались неповрежденными при энергиях импульса до 1,5 мДж (предельная энергия облучения, достигаемая в использован-

ном экспериментальном стенде), когда на пути излучения помещался затвор. Фактическое время запаздывания срабатывания затвора составило 0,7 нс и определялось как разница длительностей двух последовательных лазерных импульсов излучения, прошедших затвор: первый открывал затвор и укорачивался, второй проходил в образовавшееся отверстие и сохранял свою длительность. В результате действия импульса, за время доли его переднего фронта, в пленке образовывалось прозрачное для излучения отверстие диаметром примерно 40 мкм, т. е. за импульс повреждалась примерно 1/80 000 часть полезной поверхности затвора. Уменьшение энергии в импульсе падающего на затвор излучения в 5 раз приводило к уменьшению диаметра отверстия вдвое и увеличению времени запаздывания срабатывания до 1–1,5 нс. Качество формируемого системой “матрица–монитор” изображения не ухудшалось после воздействия сотен импульсов ослепляющего облучения.

Таким образом, эксперимент продемонстрировал надежное подавление проходящего через пассивный затвор излучения с длиной волны 1,06 мкм до безопасного для фотоприемных матриц уровня при длительностях ослепляющих импульсов в диапазоне 1–16 нс и плотности их

энергии до  $1 \times 10^6$  Дж/м<sup>2</sup>. Результаты эксперимента подтверждают правильность положений предложенной теоретической модели функционирования пассивного затвора.

Важным результатом можно также считать выявление механизма функционирования затвора при временах срабатывания порядка долей и единиц наносекунд – уменьшение оптического отражения наступает еще на стадии плавления пленки затвора. Дальнейшее неизбежное (из-за продолжающегося поступления энергии) испарение материала затвора играет меньшую роль, в особенности при малых временах срабатывания, вследствие больших инерционности и энергоемкости процесса.

Применение затвора может оказаться эффективным при защите от ослепления практически всех типов приемников излучения. Принцип использования затвора (приемник размещается по ходу отраженного от зеркала затвора светового пучка) обеспечивает ему многократность работы (в перспективе до  $10^4$ – $10^5$  срабатываний), причем за счет пространственного разделения ослепляющего излучения и излучения от наблюдаемой сцены во время действия затвора “прием” изображения не прекращается даже во время непосредственно ослепления.

\* \* \* \* \*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Барачевский В.А., Лашков Г.И., Цехомский В.А. Фотохромизм и его применения. М.: Химия, 1977. 279 с.
2. Zhang W., Kuzuk M.G. Optical limiting using Laguerre-Gaussian beams // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. 201110.
3. Justus B.L., Campillo A.J., Huston A.L. Thermal-defocusing/scattering optical limiter // Optics Letters. 1994. V. 19. № 9. P. 673–675.
4. Pan H., Chen W., Feng Y.P., Ji W., Lin J. Optical limiting properties of metal nanowires // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. 223106.
5. Fischer G.L., Boyd R.W., Moore T.R., Sipe J.E. Nonlinear-optical Christiansen filter as an optical power limiter // Optics Letters. 1996. V. 21. № 20. P. 1643–1645.
6. Каманина Н.В. Фотофизика фуллереносодержащих сред: ограничители лазерного излучения, дифракционные элементы, диспергированные жидкокристаллические модуляторы света // Нанотехника. 2006. № 1. С. 86–98.
7. Белоусова И.М., Белоусов В.П., Данилов О.Б., Миронова Н.Г., Муравьева Т.Д., Пономарев А.Н., Рыльков В.В., Скобелев А.Г., Юрьев М.С. Нелинейно-оптические ограничители лазерного излучения на суспензиях углеродных и фуллероидных наночастиц // Оптический журнал. 2004. Т. 71. № 3. С. 6–12.
8. Perry J.W. Organic Limiter with a Strong Nonlinear Absorptive Response // Science. V. 273. 13 September, 1996.
9. Копылова Т.Н., Луговский А.П., Подгаецкий В.М., Пономарева О.В., Светличный В.А. Ограничитель интенсивности лазерного излучения на основе полиметиновых красителей // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 3. С. 274–279.
10. Ганеев Р.А., Ряснянский А.И., Усманов Т. Влияние нелинейной рефракции и двухфотонного поглощения на процессы оптического ограничения в пленках аморфных халькогенидов // Физика твердого тела. 2003. Т. 45. В. 2. С. 198–204.

11. Прудников Н.В., Чесноков В.В., Чесноков Д.В., Шергин С.Л., Шлишевский В.Б. Применение термоиндуцированных наноразмерных поверхностных деформаций для ослабления импульсных световых потоков // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 2. С. 36–41.
  12. Прохоров А.М., Конов В.И., Урсу И., Михэилеску И.Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1998. 543 с.
  13. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 179 с.
  14. Вейко В.П. Лазерная обработка пленочных элементов. Л.: Машиностроение, 1986. 248 с.
  15. Физический энциклопедический словарь. Т. 3 / Гл. ред. Введенский Б.А., Вул Б.М. М.: Сов. энциклопедия, 1963. 624 с.
  16. Гува А.Я. Краткий теплофизический справочник. Новосибирск: Сибвузиздат, 2002. 300 с.
  17. Физико-химические свойства элементов. Справочник / Под ред. Самсонова Г.В. Киев: Наукова думка, 1965. 807 с.
  18. Ванюков М.П., Исаенко В.Н. Формирование мощных импульсов с крутым передним фронтом в лазерной системе с пассивными нелинейными элементами // Квант. электрон. 1971. № 1. С. 35–41.
-