

17. Захаров Ю.А., Адуев Б.П., Алукер Э.Д. и др. Предвзрывные явления в азиды тяжелых металлов. — М.: ЦЭИ "Химмаш", 2002. — 114 с.
18. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И. Кинетика взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном инициировании // Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах: Труды 3-й Междунар. конф. — Томск, 2002. — С. 245–247.
19. Корепанов А.В., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. Исследование пространственно-временной структуры плазмы, образующейся при взрывном разложении AgN_3 // Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах: Труды 3-й Междунар. конф. — Томск, 2002. — С. 130–132.
20. Александров Е.И., Каракуцев А.В., Ципилев В.П. Метод создания наносекундных импульсов сжатия в твердом теле для возбуждения химических реакций // Деп. в ВИНТИ. 1979. № 247-79 Деп.
21. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Шехтер Б.И., Станюкович К.П. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975. — 242 с.
22. Александров Е.И., Ципилев В.П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Известия вузов. Физика. — 1988. — № 10. — С. 23–29.
23. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. Кинетика ранних стадий предвзрывной проводимости азиды серебра // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38. — № 3. — С. 141–144.
24. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние модовой структуры лазерного излучения на устойчивость азиды свинца // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19. — № 4. — С. 143–146.
25. Андреев К.К., Беляев А.Ф. Теория взрывчатых веществ. — М.: Оборонгиз, 1960. — 595 с.
26. Ханефт А.В. Энергетически разветвленный цепной механизм низкого порога инициирования азиды свинца лазерным излучением // Хим. физика. — 1998. — Т. 17. — № 4. — С. 100–108.
27. Ципилев В.П. Стенд для исследования кинетики взрывного разложения конденсированных сред при воздействии импульсов лазерного излучения // Известия Томского политехнического университета. — 2003. — Т. 306. — № 4. — С. 99–103.
28. Куракин С.И., Диамант Г.М., Пугачев В.М. Морфология кристаллов азиды серебра, выращенных из гидроксид аммония // Известия АН СССР. Неорг. материалы. — 1990. — Т. 26. — № 11. — С. 2301–2304.

УДК 525.36.22, 681.7.068.32

РАЗРАБОТКА ЭКРАНОВ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ РАССЕЯННОГО ОТ НИХ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Н. Цимбал, И.А. Тихомиров, В.Ф. Мышкин, А.Н. Моторин, В.А. Борисов, А.М. Вдовин, Д.Г. Чернов

Томский политехнический университет
E-mail: chair23@phtd.tpu.edu.ru

Приводятся результаты экспериментальных исследований по разработке методов и устройств для формирования заданных параметров рассеянного оптического излучения.

Соблюдение правил техники безопасности в помещениях, где ведутся работы с лазерными источниками, требует использования стен, для которых коэффициент рассеяния имеет минимальное значение. Для подавления направленного лазерного излучения нами разработаны и испытаны несколько типов светопоглощающих экранов. Например экран, содержащий металлические прямоугольные ячейки в форме усеченных пирамид. Использование рабочих граней, имеющих наклон к плоскости экрана, позволяет увести основную долю мощности падающего оптического излучения к светопоглощающему участку [1]. Ячейки, для их плотной упаковки, могут быть выполнены трех-, четырех- или шестигранными. На рис. 1 приведена схема поперечного сечения ячеек одного из вариантов такого экрана.

На боковые грани усеченных пирамид может быть нанесено любое лакокрасочное покрытие, в том числе и светлое. Обязательным условием для

боковой поверхности является зеркально-диффузный характер рассеяния падающего излучения. Использование усеченной фигуры обусловлено тем, что угол между направлением падения оптического излучения и основанием этой пирамиды изменяется по закону: $2n\alpha + \beta$, где n — число отражений луча от боковых граней, α — угол наклона боковой гра-

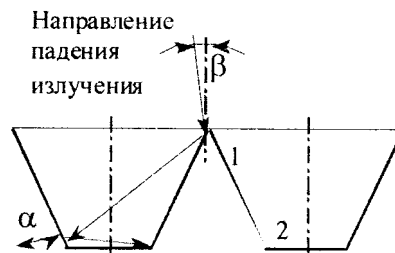


Рис. 1. Поперечное сечение ячеек светопоглощающего экрана; участок с: 1) декоративным, 2) поглощающим покрытием

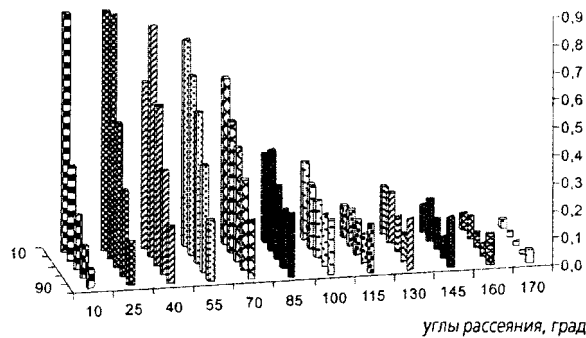


Рис. 2. Индикатрисы рассеяния оптического излучения на черно-белой ячеистой поверхности

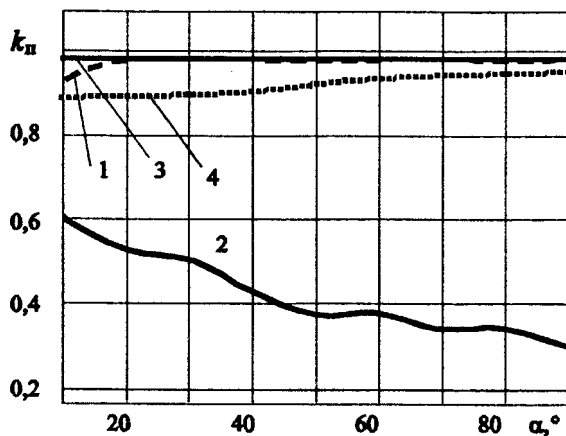


Рис. 3. Коэффициент поглощения при разных углах засветки поверхностей: 1) черной, 2) белой, 3) черной ячеистой, 4) черно-белой ячеистой, соответственно

ни пирамиды к перпендикуляру к его основанию, β — предельный угол падения оптического излучения относительно перпендикуляра к плоскости светопоглощающего экрана. Поэтому до утопленной площадки, имеющей высокий коэффициент поглощения лазерного излучения, достигают лучи (из отражаемых от боковых граней в направлении вперед), падающие в некотором диапазоне углов.

Поверхность — 2 имеет покрытие (например, черного цвета), преимущественно поглощающее оптическое излучение. Углы наклона боковых граней усеченной пирамиды выбраны так, чтобы световые лучи, падающие в некотором диапазоне углов, от каждой боковой грани (поверхность — 1) отражались не более одного раза прежде, чем достигнут поглощающей поверхности. Поэтому основная доля энергии излучения отражается в направлении к вершине пирамиды.

Относительная доля площадей поглощающих поверхностей может составлять менее 25 % от общей поверхности. Остальная часть экрана может выполнять декоративные функции (например, нанесенный на боковые грани ячеек экрана рисунок хорошо виден при наличии рассеянного света).

Экспериментально испытывался экран, имеющий следующие технические характеристики: размеры ячейки 1×1 см; угол наклона граней пирамиды к ее основанию — 18°; глубина ячеек — 0,6 см;

относительная доля поглощающей площади менее — 0,36; диапазон углов максимальной эффективности (относительно перпендикуляра к основанию) — не менее $\pm 15^\circ$; поперечные размеры экрана — не ограничены.

На рис. 2 приведены экспериментально определенные индикатрисы рассеяния при освещении под разными углами черно-белой ячеистой поверхности. Углы для падающего и рассеянного потоков излучения отсчитывались в одну сторону относительно испытываемой поверхности. На рис. 3 приведены графики зависимости коэффициента поглощения падающего излучения от угла освещения ячеистого экрана и материалов, используемых в его конструкции.

Экран, поглощающий направленное оптическое излучение (например, лазерное), может быть выполнен также в виде ячеек, образованных двумя смежными цилиндрическими и формообразующей поверхностями [2]. Угол между касательными к цилиндрической и формообразующей поверхностям в направлении от свободного края цилиндрической поверхности изменяется от 90° до 0° . К формообразующей основе цилиндрические поверхности обращены стороной с меньшим радиусом кривизны. Угол между касательными плоскостями к цилиндрической и формообразующей поверхностям по линии их соприкосновения близок к 0° . Это обеспечивает плавное изменение углов отражения направленного излучения от цилиндрической и формообразующей поверхностей. Поток направленного оптического излучения захватывается ячейкой, образованной двумя смежными цилиндрическими и формообразующей поверхностями. Направленное оптическое излучение поглощается также при последовательном многократном отражении от цилиндрических поверхностей каждой ячейки. Так как каждое очередное отражение излучения имеет зеркально-диффузный характер, то основная доля мощности падающего излучения рассеивается в направлении вперед, к вершине ячейки, образованной цилиндрической и формообразующей поверхностями. При этом основная часть энергии направленного оптического излучения поглощается в вершине ячейки, не видимой со всех направлений наблюдения.

Невидимые области цилиндрических поверхностей ячеек и формообразующая поверхность выполнены преимущественно светопоглощающими. На видимые в секторе наблюдения области цилиндрических поверхностей ячеек может быть нанесено лакокрасочное покрытие любого цвета.

На рис. 4 приведена принципиальная схема светопоглощающего экрана. Здесь: 1 — направления падения потока оптического излучения; 2 — участок со светлым лакокрасочным покрытием в областях, видимых с направлений возможного падения направленного оптического излучения; 3 — участок с поглощающим оптическое излучение покрытием в областях цилиндрических поверхностей, находя-

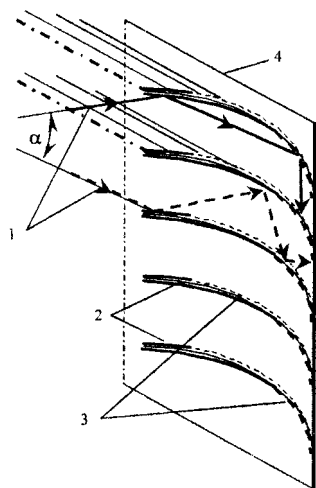


Рис. 4. Принципиальная схема светопоглощающего экрана

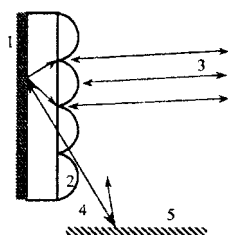


Рис. 5. Ход лучей в световозвращающем материале: 1) диффузно отражающая поверхность, 2) линза, 3) направление падающего и собираемого лазерного излучений, 4) направление облучения подстилающей поверхности, 5) подстилающая поверхность

шихся ближе к вершине ячейки; 4 – формообразующая поверхность.

Проведенные экспериментальные испытания показали, что при облучении коллимированным лазерным лучом перпендикулярно поверхности рассеяние излучения в сторону его источника практически не происходит. Экран отчетливо виден при освещении дневным его солнечным светом.

Общими для описанных выше ячеистых экранов является наличие поверхности, имеющей зеркально-диффузный характер рассеяния падающего оптического излучения. При этом, чем выше доля рассеяния в направлении распространения излучения, тем выше эффективность экранов. Обычные лакокрасочные покрытия, нанесенные на металлические поверхности, вполне удовлетворяют этому требованию.

Нами разработан растровый световозвращающий материал, применение которого в качестве выносного отражателя позволяет увеличивать поток излучения, собираемого с длинной трассы [3]. В световозвращающем материале используются расположенные последовательно друг над другом отражающий слой, оптически прозрачный промежуточный слой, слой микролинз и защитный слой. Отражающий слой является белым (серым) и диффузно отражающим. Монослой микролинз сгруппирован в виде раstra, а отражающий слой расположен в фо-

кальной плоскости раstra. Схематичное изображение сечения световозвращающего материала приведено на рис. 5.

Экспериментально испытывался световозвращающий материал, в котором растр из полиметилметакрилата, сформированный путем прессования, содержал выпуклые сферические сегменты квадратной формы размерами 2×2 мм и радиусом кривизны сферической поверхности 1,3 мм. При этом фокусные расстояния выпуклых сферических сегментов составляли 3,9 мм.

Углы падения и отражения от световозвращающего материала, ориентированного вертикально и предназначенного для дистанционного облучения лазерным излучением подстилающей поверхности, определяются из соотношения

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = k \frac{L_{\text{и}}}{f} - \operatorname{tg} \alpha_1, \quad k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots,$$

где: α_1 – угол, по отношению к горизонтали, под которым растр отражает лазерный пучок к подстилающей поверхности, α_2 – угол, по отношению к горизонтали, облучения световозвращающего материала исходным лазерным пучком, $L_{\text{и}}$ – расстояние между центрами сферических сегментов, f – фокусное расстояние отдельных линз раstra.

Например, для дистанционного облучения подстилающей поверхности лазерным пучком под углом 45° растр, расположенный вертикально, необходимо облучать относительно линии горизонта под углами

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = k \frac{2}{3,9} - \operatorname{tg} 45.$$

Угол подсветки лазером световозвращающего материала определяется при условии $\alpha_2 \approx 0$. Из приведенного выше выражения получаем $k = +2$, $\alpha_2 = 1,5^\circ$. Таким образом, лазерный луч должен быть ориентирован под углом 1,5° к линии горизонта.

Рассмотрим ход лучей при использовании светотражающего экрана. Все микролинзы раstra формируют индивидуальные изображения лазерного источника на своей диффузно отражающей поверхности, из которых в заданном направлении к подстилающей поверхности будут сформированы световые потоки, имеющие малую расходимость. После отражения от подстилающей поверхности в обратном направлении оптическое излучение световозвращающим материалом формируется в виде плоскопараллельного пучка в направлении лазерного источника. В такой геометрии плоское зеркало формирует в сторону лазера расходящийся пучок. Поэтому при некоторой минимальной длине трассы между лазерным приемопередающим устройством и отражающим экраном потери оптического излучения за счет расхождения потока рассеянного света превышают ослабления интенсивности световозвращающим материалом. Поэтому использование раstra для поворота направления излучения в этом случае оправдано.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тихомиров И.А., Цимбал В.Н., Мышкин В.Ф., Власов В.А., Моторин А.Н., Копытов А.М., Береза А.А. Декоративный светопоглощающий экран // Приборы и техника эксперимента. — 2002. — № 3. — С. 166–167.
2. Патент 2194236 РФ. МКИ G02B 5/128. Светопоглощающий экран / В.Н. Цимбал, И.А. Тихомиров, В.Ф. Мышкин, А.Н. Моторин, А.И. Целебровский // БИИПМ. — 2002. — № 34 от 10.12.2002. Приоритет от 13.06.01.
3. Патент 2149432 РФ. МКИ G02B 5/128. Световозвращающий материал / В.Н. Цимбал, И.А. Тихомиров, В.Ф. Мышкин // БИИПМ. — 1999. Приоритет от 03.03.99.

УДК 620.9:621.314, 621.731.3.322–81:621.314.21.3.042, 681.142

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ИМПУЛЬСНОМ ТЕРМОЭЛЕКТРОГЕНЕРАТОРЕ

В.С. Логинов

Томский политехнический университет
E-mail: loginov@ped.tpu.ru

На основе простого приближенного метода решения линейной задачи теплопроводности для малых моментов времени ($Fo < 0,001$) получены зависимости для расчета температур в импульсном термоэлектрогенераторе. Проведен анализ приближенного решения.

Современные малогабаритные электромагнитные устройства зачастую работают в нестационарных условиях. В таких установках электромагнитные нагрузки резко изменяются во времени, что приводит к неравномерному распределению температур в пространстве и во времени. Особый интерес для практических целей представляет начальная стадия развития теплового процесса при малых числах Фурье ($Fo < 0,001$).

Рассмотрим задачу [1] (физические параметры импульсного термоэлектрогенератора – ИТЭГ не зависят от температуры):

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad 0 < x < \infty, \quad \tau > 0, \quad (1)$$

$$T(x, 0) = T_0, \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x \rightarrow \infty} = 0, \quad (3)$$

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = q(\tau). \quad (4)$$

Случай $q = \text{idem}$.

Уравнение (1) – одномерное уравнение нестационарной теплопроводности с начальным условием (2), условием полубесконечности (3) и граничным условием второго рода (4) на горячем спае ИТЭГ.

Решение системы уравнений (1–4) операционным методом Лапласа имеет вид [1]

$$\begin{aligned} T(x, \tau) - T_0 &= \theta(x, \tau) = \\ &= 2 \frac{q}{\lambda} \sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{a\tau}} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь q – плотность теплового потока; τ – время; x – координата; λ , a – соответственно коэффициент теплопроводности, температуропроводности,

$$\operatorname{ierfc} Z = \int_Z^\infty \operatorname{erfc} z \, dz = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_Z^\infty e^{-z^2} dz,$$

$\theta(x, \tau) = T(x, \tau) - T_0$ – избыточная температура – разность фактической температуры и начальной.

Следуя [2], решим задачу (1–4). Предположим, что для малых моментов времени может быть оправданным заменить уравнение (1) на следующее выражение:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\delta \frac{\partial T}{\partial \tau} \right). \quad (6)$$

Примем для характерного линейного масштаба δ зависимость

$$\delta \approx \frac{2\sqrt{a\tau}}{\sqrt{\pi}} \quad \text{и число Фурье } Fo = a\tau/\delta^2.$$

Тогда уравнение (6), как уравнение с разделяющимися переменными, легко решается.

Запишем окончательный вид решения с учетом граничных условий и физического смысла задачи (1–4)

$$\begin{aligned} \theta(x, \tau) &\cong T(x, \tau) - T_0 = \\ &= \frac{2q\sqrt{a\tau}}{\sqrt{\pi\lambda}} \exp\left(-\frac{x\sqrt{\pi}}{2\sqrt{a\tau}}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Для определения ЭДС найдем избыточную температуру на горячем спае в координате $x=0$:

$$\theta(0, \tau) = \frac{2q}{\sqrt{\pi\lambda}} \sqrt{a\tau}. \quad (8)$$