

УДК 681.7.069.24 : 621.79.02

С. И. Планковский, д-р техн. наук,
Е. В. Цегельник, канд. техн. наук,
П. И. Мельничук,
Н. А. Чащин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНАЯ МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОГРАНИЧЕНИЙ РЕЖИМОВ ЛАЗЕРНОЙ ОЧИСТКИ ДЕТАЛЕЙ ИЗ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Лазерная очистка на сегодняшний день рассматривается как перспективный путь совершенствования технологий удаления лакокрасочных покрытий (ЛКП) при выполнении ремонтных работ авиационной технике [1, 2]. По имеющимся оценкам такой вид очистки может быть не только выгоднее традиционных химических методов, но и обладает большим потенциалом автоматизации [3 – 5]. Однако применение такого метода удаления ЛКП с поверхности самолета требует выполнения целого ряда требований, установленных к методам очистки отраслевыми стандартами [6]. Одним из таких требований в случае очистки поверхностей деталей из алюминиевых сплавов является сохранение целостности анодированного слоя. В существующих исследованиях, посвященных лазерной очистке от ЛКП, рассматриваются в основном вопросы воздействия лазерного излучения на слой краски [7 – 9], а ограничения, связанные с возможным повреждением анодированного слоя, не учитываются. Поэтому целью настоящей работы была разработка методики выбора технологических параметров лазерной очистки, гарантирующих сохранение анодированного слоя на деталях из алюминиевых сплавов.

Рассмотрим лазерную очистку импульсным излучением. Интенсивность, длительность и частота повторения импульсов должны быть подобраны таким образом, чтобы не повредить очищаемую поверхность. Такой подход позволяет существенно упростить математическую модель, на основе которой может проводиться выбор режимов лазерной очистки. Вместо того, чтобы моделировать процесс лазерной абляции многослойного лакокрасочного покрытия, для выбора режима лазерного излучения достаточно рассмотреть задачу о его воздействии на подложку. В первом приближении можно ограничиться случаем, когда подложка рассматривается как однородный материал.

С учетом малого времени воздействия излучения на очищаемые поверхности и пренебрежимо малого по сравнению с кривизной поверхностей самолетов диаметра лазерного луча задача определения режима лазерного излучения, обеспечивающего сохранение анодированного слоя, может быть сформулирована как задача лазерного нагрева полупространства, которая может быть описана уравнением в виде [10]

$$\frac{\partial(c\rho T)}{\partial t} = \operatorname{div}[\mathbf{q}_s(\mathbf{r}, t)] + q_V(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где $\mathbf{q}_s(\mathbf{r}, t) = -\lambda \operatorname{grad} T$; c , λ , ρ – удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности и плотность материала.

Для упрощения аналитического решения примем допущения о том, что температурные зависимости оптических и теплофизических коэффициентов облучаемого материала слабые и ими можно пренебречь, а объемный источник теплоты, связанный с поглощением лазерного излучения поверхностным слоем материала, не зависит от температуры.

В этом случае уравнение (1) можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{\partial(T)}{\partial t} = a\Delta T(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{\rho c} q_V(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где a – коэффициент температуропроводности материала подложки.

При сделанных допущениях распределение плотности мощности светового потока в поглощающей среде по глубине описывается законом Бугера – Ламберта:

$$q(x, y, z) = q_0(x, y) A \exp\left(-\int_0^z \alpha(z) dz\right),$$

где $q_0(x, y)$ – плотность падающего на поверхность светового потока; $\alpha(z)$ – коэффициент поглощения лазерного излучения; A – поглощательная способность материала.

Исходя из этого плотность мощности объемных тепловых источников $q_V(\mathbf{r}, t)$ в уравнении (2) может быть определена как

$$\frac{\partial q_V(\mathbf{r}, t)}{\partial z} = -A q_0(x, y) \alpha(z) \exp\left(-\int_0^z \alpha(z) dz\right). \quad (3)$$

Считая без потери общности, что ось z направлена по нормали к поверхности полупространства, с учетом малой длительности нагрева в качестве граничного условия для задачи (2.2) запишем

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} A q(\mathbf{r}_s, t), & (x, y) \in \Omega \\ 0, & (x, y) \notin \Omega \end{cases}, \quad (4)$$

где Ω – область на поверхности, на которую действует лазерное излучение; $q(\mathbf{r}_s, t)$ – функция, описывающая временную структуру и пространственное распределение плотности потока излучения внутри Ω .

Для замыкания задачи необходимо задать начальные условия для температуры тела:

$$T(\mathbf{r}, 0) = T_0. \quad (5)$$

Даже при существенных упрощениях постановки задачи, связанных с принятыми допущениями, на практике решение системы уравнений (2) – (5) связано с трудностями из-за отсутствия достоверных данных о коэффициентах поглощения материала и поглощательной способности поверхности, которая зависит от угла падения излучения, длины его волны, шероховатости поверхности и ряда других факторов. Поэтому для практического использования аналитических решений этой системы уравнений целесообразно создание экспериментально-расчетной методики, которая может исключить влияние данных факторов на получаемый результат.

Для упрощения выкладок при построении методики в качестве базового можно применить решение, связанное с осреднением теплового потока в пятне излучения. С учетом малой глубины проникновения лазерного излучения в анодированный слой в этом случае можно воспользоваться аналитическим решением для распределения температуры в полупространстве при действии равномерно распределенного кругового источника. В этом случае в цилиндрических координатах, связанных с осью лазерного пучка, температура может быть определена как [11]

$$T(r, \theta, z) = \frac{RAq_0}{2\lambda} \int_0^\infty J_0(\xi r) J_i(\xi R) \times \\ \times \left\{ \exp(-\xi z) \Phi^* \left[\frac{z}{2\sqrt{at}} - \xi\sqrt{at} \right] - \exp(\xi z) \left[\frac{z}{2\sqrt{at}} + \xi\sqrt{at} \right] \right\} \frac{d\xi}{\xi}, \quad (6)$$

где J_i – функции Бесселя; R – радиус пятна лазерного излучения.

Для решения (6) температура на оси Z определится выражением

$$T(z, t) = \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\lambda} \left\{ i\Phi^* \left(\frac{z}{2\sqrt{at}} \right) - i\Phi^* \left(\frac{\sqrt{R^2 + z^2}}{2\sqrt{at}} \right) \right\}, \quad (7)$$

а максимальная температура на поверхности в момент окончания импульса длительностью τ будет равна

$$T_{max} = \frac{2Aq_0\sqrt{a\tau}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{a\tau}} \right) \right\}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) в настоящей работе были использованы для построения расчетно-экспериментальной методики определения режимов очистки импульсным лазерным излучением. Методика предполагает первоначальное определение критических параметров воздействия на анодированный слой одиночного импульса лазерного излучения. Для этого требуется зафиксировать два параметра (радиус пятна и длительность импульса) и изменять мощность падающего излучения вплоть до

значения, при котором будет зафиксировано начало повреждения анодированного слоя. Целостность анодированного слоя проверяется визуально с помощью оптического микроскопа.

Параметры, соответствующие началу повреждения анодированного слоя, будем считать критическими:

$$T_{кр} = \frac{2Aq_{кр}\sqrt{a\tau_{кр}}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R_{кр}}{2\sqrt{a\tau_{кр}}} \right) \right\}. \quad (9)$$

Температуру точек полупространства после окончания действия импульса длительности τ можно определить в виде суперпозиции решений типа (6) для случая действия источника и стока тепла (включающегося с задержкой, равной τ) одинаковой интенсивности. Ограничиваясь случаем определения максимальной температуры для времени $t > \tau$, получаем

$$T_{max}(t) = \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{at}} \right) \right\} - \frac{2Aq_0\sqrt{a(t-\tau)}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{a(t-\tau)}} \right) \right\}. \quad (10)$$

Воспользовавшись функцией-переключателем на основе функции Хевисайда, преобразуем выражение (10) к виду, при котором оно будет справедливым для любого момента времени:

$$T_{max}(t) = \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{at}} \right) \right\} - H(H(t-\tau) - 0.25) \frac{2Aq_0\sqrt{a(t-\tau)}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{a(t-\tau)}} \right) \right\}. \quad (11)$$

Множитель $H(H(t-\tau) - 0.25)$, который тождественно равен единице при $t \geq \tau$ введен для устранения погрешности, связанной с тем, что функция Хевисайда при нулевом значении аргумента равна 0,5, поэтому выражение $H(t-\tau)$ при $t = \tau$ включало бы в себя только половину стока.

Полученное выражение может быть использовано для определения закона изменения максимальной температуры поверхности для случая действия последовательных импульсов, действующих с некоторой заданной частотой f . Для этого необходимо определить время включения источников и стоков в соответствии со схемой, приведенной на рис. 1.

Время включения источника

$$t + (k-1) \frac{1[c] - \tau}{f-1}, \quad k = 1, \dots, f.$$

Время включения стока

$$t + (k-1) \frac{1[c] - \tau}{f-1} + \tau, \quad k = 1, \dots, f.$$

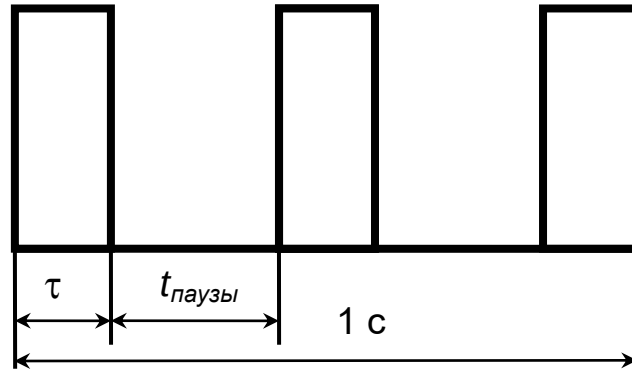


Рисунок 1 – Схема определения времени включения источников и стоков

Следует обратить внимание на то, что в приведенных выражениях в числителе дроби единица имеет размерность времени, а величина f – безразмерная и определяет количество импульсов излучения в секунду.

Кроме того, в этих выражениях время отсчитывается от момента начала действия первого импульса, поэтому при записи выражения для определения максимальной температуры, в которых слагаемые приводятся к моменту времени включения каждого из источников и стоков, они должны быть соответствующим образом преобразованы.

С учетом этого в случае действия n последовательных импульсов с частотой, равной f , выражение (11) может быть преобразовано к виду

$$T_{max}(t) = \sum_{k=1}^n H \left(H \left(t - (k-1) \frac{1-\tau}{f-1} \right) - \frac{1}{4} \right) \frac{2Aq_0 \sqrt{a \left(t - (k-1) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}}{\lambda} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{a \left(t - (k-1) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}} \right) \right\} - \sum_{k=1}^{n-1} H \left(H \left(t - (k-1) \frac{1-\tau}{f-1} - \tau \right) - \frac{1}{4} \right) \times$$

$$\times \frac{2Aq_0 \sqrt{a \left(t - (k-1) \frac{1-\tau}{f-1} - \tau \right)}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2 \sqrt{a \left(t - (k-1) \frac{1-\tau}{f-1} - \tau \right)}} \right) \right\}.$$

В случае задачи удаления ЛКП серией последовательных импульсов их число является ограниченным. В любом случае при действии серии импульсов максимальная температура будет достигнута в момент окончания действия последнего, n -го импульса, т.е. при

$$t = (n-1) \frac{1-\tau}{f-1} + \tau.$$

В этом случае все выражения-включатели, заданные функциями Хевисайда, будут равны единице, а максимальная температура определится выражением

$$\begin{aligned} T_{max} = & \sum_{k=1}^n \frac{2Aq_0 \sqrt{a \left(\tau + (n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}}{\lambda} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2 \sqrt{a \left(\tau + (n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}} \right) \right\} - \\ & - \sum_{k=1}^{n-1} \frac{2Aq_0 \sqrt{a \left((n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}}{\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2 \sqrt{a \left((n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}} \right) \right\}. \quad (12) \end{aligned}$$

Считая, что предельное значение теплового потока в (12) составляет $q_0 = \psi q_{кр}$, при удалении краски последовательностью из n импульсов из (9) и (12) получим выражение для определения величины ψ_{max} в зависимости от радиуса пятна R частотой f и длительностью импульса τ лазерного излучения:

$$\begin{aligned}
\Psi_{max} = & \frac{\sqrt{\tau_{кр}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R_{кр}}{2\sqrt{a\tau_{кр}}} \right) \right\}}{\left[\sum_{k=1}^n \sqrt{a \left(\tau + (n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{a \left(\tau + (n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}} \right) \right\} - \right.} \\
& \left. - \sum_{k=1}^{n-1} \left(\sqrt{a \left((n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} - i\Phi^* \left(\frac{R}{2\sqrt{a \left((n-k) \frac{1-\tau}{f-1} \right)}} \right) \right\} \right) \right]}. \quad (13)
\end{aligned}$$

В полученном выражении отсутствуют значения коэффициента поглощения, получение достоверных экспериментальных данных для которого затруднено, а оценка величины предельно допустимого теплового потока излучения, действующего с заданной частотой импульсов, может проводиться для произвольной длительности единичного импульса излучения и радиуса лазерного пучка. Это упрощает использование полученного выражения, одновременно расширяя возможности его использования.

Оценим возможность применения зависимости (13) для определения $\Psi_{max}(R, f, \tau)$ с учетом введенных допущений. При выводе данной зависимости мощность падающего лазерного пучка осреднялась как по его сечению, так и по времени. В то же время реальное распределение мощности по сечению пучка имеет гауссов характер, а по времени может иметь достаточно сложный вид.

Однако и в этом случае применение зависимости (13) оказывается возможным. Например, влияние формы распределения плотности мощности по сечению и по времени для реальной формы импульса лазерного излучения можно учесть введением поправочных коэффициентов: $T_{max}^{real} = k_f k_t T_{max}$, где k_f и k_t – коэффициенты, учитывающие влияние распределения плотности мощности лазерного пучка по сечению и времени соответственно.

В случае подобия формы импульсов одиночного лазерного излучения, использованного для определения $T_{кр}$ серии импульсов, которые использовались для удаления лакокрасочного покрытия, в силу того, что при выводе зависимости $\psi_{max}(f)$ использовались соотношения выражений (9) и (12), введенные коэффициенты формы сократятся, и зависимость (13) $\psi_{max}(f)$ не изменится. Ошибка во времени достижения максимальной температуры, которая возникнет в этом случае, не столь важна.

Предположение о независимости теплофизических и оптических характеристик материала от температуры может вносить гораздо большую погрешность в количественную оценку максимальной температуры. Однако сам подход, использованный при получении зависимости $\psi_{max}(f)$, позволяет получить оценки для максимальной плотности мощности при обработке последовательными импульсами при условии линеаризации задачи с использованием осредненных значений соответствующих коэффициентов.

Наконец, следует сказать, что при выводе зависимости $\psi_{max}(f)$ не использовались предположения о механизме повреждения анодированного слоя под действием одиночного импульса излучения (термическом или термомеханическом). Разумеется, термоупругое повреждение происходит при гораздо меньших температурах и связано не только с величиной температуры, но и характером ее изменения по координатам. Однако и в этом случае, принимая одинаковую длительность импульсов в зависимостях (9) и (12), для оценки величины ψ_{max} можно применять полученную зависимость.

Выводы

1. Предложена методика, позволяющая определять мощность, длительность и частоту действия импульсов лазерного излучения из условия сохранения анодированного слоя на алюминиевых сплавах при лазерной очистке от ЛКП. Для определения допустимых режимов используются экспериментальные данные [12] по определению критических параметров обработки в режиме одиночного импульса.

2. Методика построена на базе аналитического решения о нагреве полупространства равномерным импульсным тепловым потоком, действующим в круговой области. Для случаев переменной зависимости интенсивности излучения полученное выражение может быть использовано при введении поправочных коэффициентов: $T_{max}^{real} = k_f k_t T_{max}$, где k_f

и K_t – коэффициенты, учитывающие влияние распределения плотности мощности лазерного пучка по сечению и времени

Список использованных источников

1. Then M.J. The Future of Aircraft Paint Removal Methods [Electronic resource] : Master of Science Thesis : Logistics Management / Air Force Institute of Technology. Wright-Patterson AFB, 1989. 169 p. URL: <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a214946.pdf>. (last accessed: 02.11.2014).
2. Цегельник Е.В. Перспективные направления применения лазерных технологий в авиационной промышленности [Текст] / Е.В. Цегельник // Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии : сб. науч. тр. / Нац. аэрокосм. ун-т им. Н.Е. Жуковского «Харьков. авиац. ин-т». – Харьков. – 2015. – Вып. 70. – С. 121–129.
3. Weissling D.H., Wiedmann S.L., Solomon D.P. A Large-Scale Robotic System for Depainting Advanced Fighter Aircraft // SAE International Journal of Aerospace. 2011. Vol. 4, iss. 2. P. 1125–1132.
4. Robotic Laser Coating Removal System [Electronic resource] : Final Technical Report / Concurrent Technologies Corp., Oklahoma City Air Logistics Center, Air Force Research Laboratory ; auth. J. Arthur [et al.]. No. WP-0526. Wright-Patterson AFB, 2008. 117 p. URL: <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a608206.pdf>. (last accessed: 11.02.2015).
5. Цегельник Е. В., Мельничук П. И. Современные подходы к автоматизации процессов лазерной очистки элементов авиационных конструкций от лакокрасочных покрытий [Текст] / Е.В. Цегельник, П.И. Мельничук // АВИА-2015 : материалы XII Междунар. науч.-техн. конф. (28–29 апр. 2015 г.) / Киев. Нац. авиац. ун-т. – 2015. – С. 16.35–16.38.
6. Paint Stripping of Commercial Aircraft - Evaluation of Materials and Process. Standard MA4872A. SAE International. 2012. 73 p.
7. Barletta M., Gisario A., Tagliaferri V. Advance in paint stripping from aluminium substrates // Journal of Materials Processing Technology. 2006. Vol. 173, iss. 2. P. 232–239.
8. Effect of laser operating mode in paint removal with a fiber laser / Yu. K. Madhukar, S. Mullick, D. K. Shukla et al. // Applied Surface Science. 2013. Vol. 264. P. 892–901.
9. Laser fluence, repetition rate and pulse duration effects on paint ablation / F. Brygo, Ch. Dutouquet, F. Le Guern et al. // Applied Surface Science. 2006. Vol. 252. P. 2131–2138.
10. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика [Текст] / В.П. Вейко, М.Н. Либенсон, Г.Г. Червяков, Е.Б. Яковлев. – М.: Физматлит, 2008. – 312 с.

11. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел : пер. с англ.; под ред. А. А. Померанцева [Текст]. – М.: Наука, 1964. – 487 с.

12. Планковский С.И. К вопросу назначения режимов лазерной очистки элементов авиационных конструкций из алюминиевых сплавов от лакокрасочных покрытий [Текст] / С.И. Планковский, Е.В. Цегельник, П.И. Мельничук, И.И. Головин // Вопросы проектирования и производства конструкций летательных аппаратов : сб. науч. тр. / Нац. аэрокосм. ун-т им. Н.Е. Жуковского «Харьков. авиац. ин-т». Харьков. – 2015. – Вып. 4 (84). – С. 105–111.

Поступила в редакцию 02.08.2017.

*Рецензент: д-р техн. наук, проф. А.И. Долматов,
Национальный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», г. Харьков.*