

Расчет массопереноса при дистанционной резке металлов излучением мощного импульсно-периодического CO₂-лазера

Г.Г.Гладуш, Н.Б.Родионов

Теоретически изучен механизм резки излучением мощного импульсно-периодического CO₂-лазера стальных пластин, удаленных на большое расстояние. Предложены модели выноса расплава за счет действия силы тяжести и давления отдачи паров материала и определены достаточные условия иницирования резки. Численная модель, основанная на предположении о термически тонкой пластине, использована для описания резки при больших пятнах фокусировки.

Ключевые слова: импульсно-периодическое лазерное излучение, резка металлов, CO₂-лазер.

1. Введение

В [1] для дистанционной резки металлов (резки без газовой струи) предложено использовать лазерное импульсно-периодическое (ИП) излучение в надежде усилить массоперенос за счет давления отдачи паров. Действительно, при большой скважности лазерного излучения интенсивность во время импульса может быть довольно высокой даже в большом пятне фокусировки, что обеспечит «вскипание» поверхности пластины на короткое время.

В работе [2] механизм дистанционной резки сталей излучением ИП CO₂-лазера изучался путем моделирования этого процесса с помощью CO₂-лазера мощностью до 500 Вт. Эксперименты проводились на тонких (~0.5 мм) пластинах. Интенсивность лазерного излучения на металле путем выбора размера пятна фокусировки подбиралась близкой к интенсивности мощного ИП CO₂-лазера МЛТК-50. Удельная мощность P/h и скважность $(\tau f)^{-1}$ также выбирались близкими аналогичным параметрам МЛТК-50 (h — толщина пластины, τ — длительность импульса, f — частота повторения импульсов).

В [2] было показано, что затраты на испарение материала в ИП режиме компенсируются более интенсивным массопереносом, так что эффективность такой дистанционной резки может превышать эффективность резки непрерывным излучением [3, 4]. В [4] предложен механизм ИП дистанционной резки. Его количественная модель, основанная на рассмотрении распространения тепла вдоль термически-тонкой пластины, удовлетворительно согласуется с экспериментом. Эту модель можно использовать для расчета резки мощным ИП излучением тонких стальных пластин ($h < r_b$, где r_b — радиус пятна фокусировки).

К сожалению, приближение термически-тонкой пластины применимо не всегда. Например, оно неприменимо, когда при заданной мощности необходимо разрезать пластину максимальной толщины. Кроме того, для по-

иска эффективных режимов резания и выбора оптимальных параметров необходима аналитическая модель, позволяющая ориентироваться в том многообразии параметров, которые характерны для дистанционной резки ИП излучением.

Данная работа посвящена изучению закономерностей дистанционной резки сталей излучением мощного CO₂-лазера и разработке моделей этого процесса как для тонких, так и для толстых пластин. Прежде чем рассматривать резку в этих случаях, проанализируем виды течений расплава в различных условиях.

2. Механизм течения расплава

Возбуждение течения расплава лазерным пучком с большим пятном фокусировки и невысокой интенсивностью имеет ряд особенностей по сравнению с режимами, рассматриваемыми в литературе. Из-за большого пятна фокусировки и малой длительности импульса света возникающее при этом невязкое течение будет неустановившимся [5]. Как мы покажем ниже, вследствие большой средней мощности лазера расплав между импульсами излучения не успевает застывать, поэтому жидкость может успеть по инерции вытечь за время паузы, если время вытекания $r_m/V < 1/f$ (r_m — радиус зоны расплавления; V — скорость течения расплава).

Рассмотрим порог возникновения резки, т. е. минимальную мощность лазера, при которой начинается резка с заданной скоростью. В этом случае пары материала уходят с поверхности с дозвуковой скоростью и давление отдачи p быстро убывает с уменьшением поглощаемой мощности [6]:

$$p = \left(\frac{q_v}{L} \right)^2 \frac{kT_b}{p_a m}, \quad (1)$$

где m — масса атомов паров материала; p_a — атмосферное давление; L — удельная энергия сублимации; T_b — температура кипения материала; k — константа Больцмана.

Это ограничивает затрачиваемую на испарение плотность мощности [6]

$$q_v < c_s L \frac{p_a}{kT_b} m, \quad (2)$$

где c_s – скорость звука в парах. Из-за малой скорости жидкости в ванне расплава установится пульсирующий режим со средней скоростью течения, определяемой усредненным уравнением Бернулли. С учетом (1) и (2) легко получить выражение для средней скорости такого течения

$$\bar{V} = \left[2 \left(\frac{q_v}{L} \right)^2 \frac{kT_b (\tau - t_b) f}{\rho_a m \rho} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где t_b – время, необходимое для нагрева поверхности до температуры кипения; ρ – плотность материала пластины. Поскольку мы интересуемся иницированием резки со скоростью (равной скорости течения расплава), представляющей практический интерес ($V \geq 0.5$ мм/с), и толщинами образцов более 5 мм, то течение расплава будет невязким, что и учитывалось при выводе формулы (3). Все сказанное выше относится к области пластины, которая расплавлена не насквозь, поэтому мы воспользуемся данными результатами при рассмотрении дистанционной резки толстых пластин. При рассмотрении резки тонких пластин ИП излучением большой мощности используем модель термически-тонкой пластины, разработанную для лазера малой мощности.

3. Модель дистанционной резки толстых пластин

Заранее ясно, что ситуация с резкой пластин, толщина которых сравнима с характерной шириной реза, достаточно сложна ввиду большого числа физических процессов и трудности их количественного описания в трехмерной геометрии. Однако такая постановка интересна с практической точки зрения, т. к. важно знать, каких предельных толщин резов можно достигнуть при заданных параметрах лазерного излучения и скорости резки.

Очевидно, что для иницирования резки необходимо, чтобы к концу времени облучения $t_{\text{end}} \sim d_b/V$ пластина проплавилась насквозь и материал был удален из ванны расплава. Оба процесса могут проходить одновременно, что приводит к сложной трехмерной форме ванны расплава. Такого рода задачи требуют трудоемких численных расчетов. Мы ограничимся упрощенным рассмотрением иницирования резки, стремясь выяснить при этом лишь качественные закономерности. Соответственно будем полагать, что процессы тепло- и массопереноса протекают независимо. Ясно, что при этом будет получена максимальная мощность, необходимая для разрезания пластины заданной толщины.

Для определения условия сквозного проплавления воспользуемся выражением для распределения температуры в пластине, надвигающейся на луч со скоростью V (скорость резки) вдоль координаты x [5]:

$$T(x, y, z) = \frac{1}{\chi} \left(\frac{\chi}{\pi^3} \right)^{1/2} \bar{P} \int_0^\infty d\tau \sum_{n=0}^\infty \left\{ \exp \left[-\frac{(z + 2hn)^2}{4\chi\tau} \right] + \exp \left[-\frac{[z - 2h(n+1)]^2}{4\chi\tau} \right] \right\} [\tau^{1/2} (r_b^2 + 4\chi\tau)]^{-1} \times \exp \left[-\frac{(x + V\tau)^2 + y^2}{r_b^2 + 4\chi\tau} \right], \quad (4)$$

где z – координата, направленная в глубь пластины; χ – коэффициент температуропроводности; κ – коэффициент теплопроводности; $T(x, y, z)$ – температура материала пластины; \bar{P} – средняя поглощенная мощность лазерного излучения.

Необходимо найти координату x_0 , при которой глубина проплавления максимальна. При этом следует выбрать такую среднюю мощность, чтобы эта максимальная глубина проплавления равнялась толщине пластины. Тем самым будут получены условия сквозного проплавления в зависимости от скорости, толщины пластины и размера пятна фокусировки. В силу громоздкости выражения (4) аналитически получить выражения для x_0 и для мощности сквозного проплавления не представляется возможным даже при минимальном числе членов ряда, поэтому эти величины были найдены численно. Поглощаемая мощность \bar{P}_1 , необходимая для расплавления дна пластины, отображена на рис. 1.

Для того чтобы жидкий металл за время освещения d_b/V успел вытечь, необходимо, чтобы скорость жидкости была не меньше скорости движения пластины, т. е. скорости резки. Для малых мощностей воспользуемся выражением (3), где время кипения t_b может быть найдено из известной формулы, определяющей температуру поверхности при импульсном нагреве [5]:

$$t_b = \frac{\pi^2 \kappa^2 \Delta T^2 (f\tau)^2 r_b^4}{\bar{P}^2 \chi}. \quad (5)$$

В нашем случае флуктуация температуры поверхности $\Delta T = T_b - \bar{T}$, где \bar{T} – средняя температура поверхности пластины в зоне облучения. Среднюю мощность, при которой к концу каждого импульса облучаемая поверхность нагревается до температуры кипения, обозначим как \bar{P}_2 и, полагая $t_b = \tau$, найдем из (5)

$$\bar{P}_2 = \pi \kappa (T_b - \bar{T}) r_b^2 f \left(\frac{\tau}{\chi} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

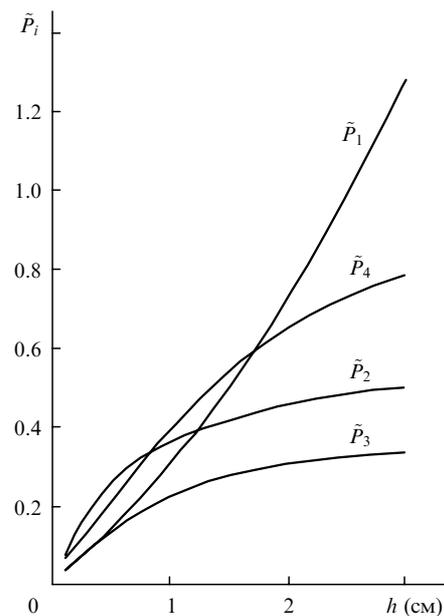


Рис. 1. Мощности \bar{P}_i , необходимые для дистанционной резки стальных пластин различной толщины при скорости резки 1 мм/с, $f = 100$ Гц, $\tau = 170$ мкс, $r_b = 1$ см; $\bar{P}_i = \bar{P}_i / 2\pi^{3/2} \kappa T_m$ – нормированная поглощенная мощность (T_m – температура плавления материала).

Средняя температура поверхности \bar{T} зависит от толщины пластины и других параметров задачи. Когда поглощенная мощность лазера превышает \bar{P}_2 , то вся «лишняя» мощность тратится на испарение материала:

$$\bar{P}_v = \bar{P} - \bar{P}_2. \quad (7)$$

Интенсивность q_v , входящая в формулы (1)–(3), определяется именно мощностью \bar{P}_v :

$$q_v = \frac{\bar{P} - \bar{P}_2}{\pi r_b^2 (\tau - t_b) f}. \quad (8)$$

Подставив (8) в (3), получим условие вытекания жидкого расплава за время облучения. Критическая мощность \bar{P}_{cr} , при которой расплав удаляется, определяется из следующего уравнения:

$$\frac{V^2 p_a m \rho L^2 / 2}{k T_b} = \frac{(\bar{P}_{cr} - \bar{P}_2)^2}{(\pi r_b^2)^2 f (\tau - t_b)}. \quad (9)$$

Учитывая (5) и (6), из (9) при $h \rightarrow 0$, $\bar{P}_2 \rightarrow 0$ получим предельное выражение для критической средней мощности:

$$\bar{P}_{cr} = \frac{VL}{2} \pi r_b^2 (f\tau)^{1/2} \left(\frac{p_a m \rho}{k T_b} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

В обратном случае, когда $\bar{P}_{cr} = \bar{P}_2 + \Delta p$, $\Delta p / \bar{P}_2 < 1$, мощность \bar{P}_{cr} из (9) определим приближенно:

$$\bar{P}_{cr} = \bar{P}_2 + \frac{2V^2 (\pi r_b^2)^2 f \tau \left(\frac{p_a m \rho}{k T_b} \right) L^2}{\bar{P}_2}. \quad (11)$$

Вернемся к определению выражения для мощности излучения \bar{P}_2 , при которой поверхность «закипает» к концу импульса. Для этого необходимо найти среднюю температуру поверхности в фокальном пятне, для чего воспользуемся интегралом (4) при $x = y = z = 0$:

$$\bar{T} = \frac{\bar{P}}{2\pi^{3/2}\chi} \frac{I_1(h)}{h}, \quad (12)$$

где

$$I_1(h) = \frac{2\pi^{3/2}\chi T_m h}{\bar{P}_3}$$

вычислено численно. Как видно из структуры выражения (4), характерная величина $I_1(h)$ будет зависеть от двух безразмерных параметров: r_b/h и $hV/4\chi$. Функция

$$\frac{h}{I_1(h)} = \frac{\bar{P}_3}{2\pi^{3/2}\chi T_m}$$

изображена на рис. 1. Видно, что при малых h она линейна и затем выходит на насыщение. При малых h температура поверхности должна быть близкой к температуре дна пластины, что и наблюдается на рис. 1. Таким образом, в наших условиях пластину можно полагать термически-тонкой до $h \leq 7$ мм. Это значение близко к ограничению толщины, полученному из простых оценок. Следует отметить, что для \bar{P}_1 и \bar{P}_3 в термически-тонкой пластине имеется выражение [7]

$$\bar{P}_1 = \bar{P}_3 = 2\pi h \chi T_m \left(\ln \frac{4\chi}{V r_b} - 0.16 \right)^{-1}.$$

Подставив (12) в (6), получим

$$\frac{\bar{P}_2}{\bar{P}_3} = \frac{\pi \chi r_b^2 (\tau f) (\chi \tau)^{-1/2} T_b}{\pi \chi r_b^2 (\tau f) (\chi \tau)^{-1/2} T_m + \bar{P}_3}. \quad (13)$$

Из рис. 1 видно, что при наших параметрах кривая, описываемая (13), примерно в 1.5 раза выше кривой, отображающей мощность \bar{P}_3 , при которой средняя температура в пятне фокусировки равна температуре плавления. Оценки по формуле (11) показали, что для удаления расплава за счет давления отдачи паров в наших условиях нужно лишь незначительно превысить мощность $\bar{P}_{cr} \approx \bar{P}_2$, при которой поверхность в пятне фокусировки закипает в конце импульса.

4. Влияние силы тяжести на вынос расплава

Если пластина расположена вертикально, а лазерный луч, соответственно, – горизонтально, то в переносе расплава может участвовать и сила тяжести. Напомним, что ее роль в этом процессе является определяющей при дистанционной резке сталей непрерывным лазерным излучением. Для учета действия силы тяжести мы также воспользуемся модельным подходом [4], показавшим удовлетворительное согласие с экспериментом. Будем полагать, что когда максимальный вертикальный размер зоны расплава достигнет критического размера d_m^* , весь расплав удалится из образца. Величина d_m^* определена в [3, 8]:

$$\frac{d_m^*}{R_c} = 4.4 \left(\frac{h}{R_c} \right)^{1/3} \quad \text{при} \quad \frac{h}{R_c} < 0.75, \\ \frac{d_m^*}{R_c} = 4 \quad \text{при} \quad \frac{h}{R_c} > 0.75, \quad (14)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения расплава; g – ускорение свободного падения; $R_c = (\sigma/\rho g)^{1/2}$ – капиллярный радиус. Для железа $d_m^{\max} \approx 1.5$ см.

Для вычисления пороговой мощности, при которой ширина (по вертикали) зоны расплава достигнет d_m^* , необходимо, так же как и ранее, найти из (4) x_0 , при котором ширина зоны расплава y_0 максимальна, и затем вычислить эту ширину. Приравняв ее к d_m^* , можно определить мощность лазера \bar{P}_4 , при которой расплав будет выливаться из зоны взаимодействия. Кривая \bar{P}_4 нанесена на рис. 1, из которого видно, что вплоть до толщины пластины ~ 1.7 см вынос расплава приводит к сквозному резу. Если мощность близка к \bar{P}_4 , то при $h > 1.7$ см рез должен быть несквозным, поскольку к моменту удаления расплава проплавление будет несквозным. Если мощность близка к \bar{P}_1 , то рез должен быть сквозным.

Таким образом, как видно из рис. 1, до $h \simeq 1.2$ см в наших условиях пороговые мощности удаления расплава за счет силы тяжести и давления паров близки. При этом, т. к. пластина расплавлена на всю толщину, после удаления расплава получается сквозной рез. При больших толщинах пластины поверхность «закипает», но пластина не расплавляется насквозь, поэтому $\bar{P} \simeq \bar{P}_2$ и рез будет несквозным. Если увеличить мощность до \bar{P}_1 , то

можно рассчитывать на сквозной рез. Наконец, при $h > 1.7$ см и $\bar{P} \approx \bar{P}_1$ «работают» оба механизма удаления и рез должен быть сквозным. Ввиду того, что кривая \bar{P}_1 растет с ростом h существенно быстрее, чем \bar{P}_2 и \bar{P}_4 , то для сквозного реза за один проход необходимо сильно (экспоненциально) увеличивать мощность лазерного излучения.

Из общих соображений ясно, что при увеличении скорости резки все пороговые мощности должны увеличиться. Больше всего с ростом скорости резки возрастает мощность \bar{P}_1 , при которой расплавляется дно пластины. Расчеты показывают, что, например, при увеличении скорости в 2 раза кривые $\bar{P}_2 - \bar{P}_4$ возрастают на 20–30 %, а кривая \bar{P}_1 – в 2 раза. При больших скоростях $\bar{P}_4 > \bar{P}_2$, т.е. в этих условиях порог резки обусловлен удалением расплава за счет давления паров. Из (13) видно, что легче проводить дистанционную резку при большой скважности, а при постоянной скважности лучше работать при большой длительности импульса.

Выше рассматривалась картина инициирования резки, т.е. пороги процесса по мощности в зависимости от толщины пластины. Ниже на примере термически-тонкой пластины ($h = 7.5$ мм) рассматриваются пороги по скорости резки в зависимости от размера пятна фокусировки и некоторые закономерности процесса резки.

5. Тонкие пластины

Ввиду больших размеров пятна фокусировки лазера МЛТК-50 ($d_v > d_m^{*max}$) используем дополненную модель [2]: когда размер зоны расплава по вертикали превышает d_m^* , будем полагать, что расплав с краев реза удаляется мгновенно. На рис.2 изображены результаты расчетов резов по модели [2] для разных толщин и скоростей. Ширина реза уменьшается с ростом скорости резки и толщины пластины. Расчеты резки пластины толщиной 5 мм со скоростью 1.3 мм/с показали, что 2/3 излучения проходит сквозь рез. Этого излучения может быть достаточно для резки одновременно еще двух таких же пластин.

Интересно сравнить резку непрерывным и ИП излучениями мощного CO₂-лазера. В [2] показано, что при $P \leq 0.5$ кВт ИП резка эффективнее непрерывной. На рис.3 приведены результаты расчетов максимальных скоростей резки в зависимости от размера пятна фокусировки. Эта постановка задачи может быть весьма актуальной, т.к. в реальных условиях дистанционной резки диаметр фокального пятна лазерной установки МЛТК-50 оценивается как 1–3 см [1]. Пусть для примера толщина пластины $h = 7.5$ мм, поглощаемая мощность ~ 4.5 кВт, $\tau = 170$ мкс, $f = 100$ Гц. Напомним, что критическая ширина d_m^* проплава, при которой расплав вытекает под

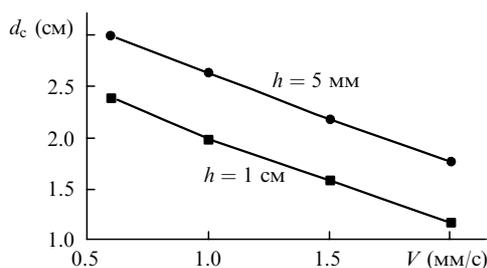


Рис.2. Расчетные зависимости ширины реза d_c от скорости резки пластин разной толщины h при поглощенной мощности ~ 4.5 кВт, $f = 100$ Гц, $\tau = 170$ мкс, $r_b = 1$ см.

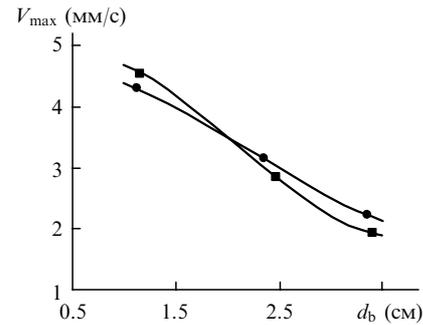


Рис.3. Расчет предельных скоростей V_{max} резки стали непрерывным (■) и ИП излучением (●) при разных диаметрах фокусировки, $h = 7.5$ мм, $f = 100$ Гц, $\tau = 170$ мкс и поглощенной мощности ~ 4.5 кВт.

действием силы тяжести, в этом случае составляет 15 мм (см. разд.4). Данные рис.3 получены для ИП и непрерывного лазеров одинаковой мощности. Расчеты показали, что эффективности резки обоими лазерами близки. Повидимому, в этих условиях затраты энергии на испарение материала не приводят к существенному дополнительному массопереносу расплава.

Рассмотрим формы резов в обоих режимах резки (непрерывным и ИП излучениями) при разных размерах пятна фокусировки. Из рис.4,а видно, что при непрерывном облучении пластины форма шва типична для этого режима резки [3, 4]. Сталь вытекает из расплавленной зоны, когда последняя достигает максимального размера d_m^* . При этом температура расплава на оси симметрии в момент удаления расплава примерно в 1.5 раза превышает температуру плавления.

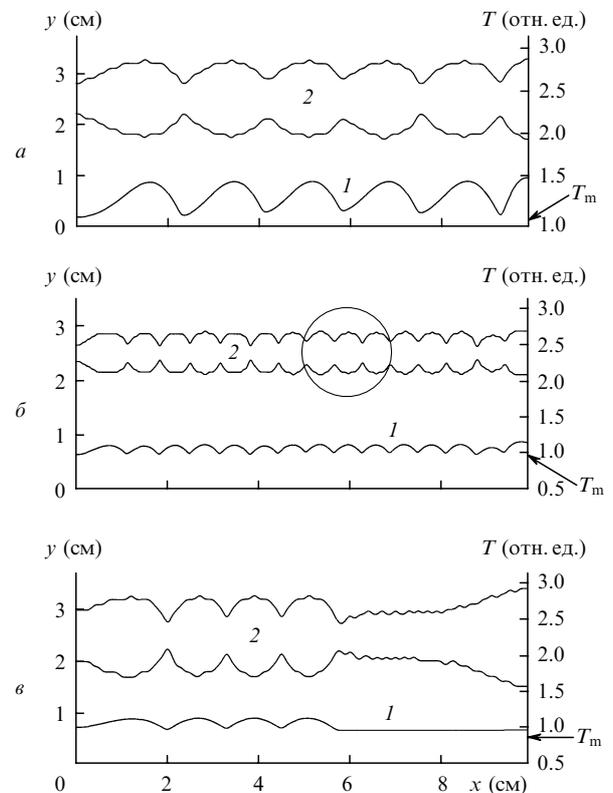


Рис.4. Расчетные профили температур (1) в момент удаления расплава и формы резов (2) непрерывным (а) и ИП (б, в) излучениями при поглощенной мощности ~ 4 кВт, $h = 7.5$ мм, $d_b = 1.5$ (а, б) и 2.5 см (в); другие условия соответствуют рис.3. Кружок – форма пятна фокусировки.

При ИП резке ширина реза существенно меньше, чем при непрерывной. Удаление расплава происходит раньше, когда размер зоны не достиг предельного d_m^* (рис.4,б). Вследствие потерь на испарение максимальная средняя температура расплава здесь ниже, чем в непрерывном режиме, – она близка к температуре плавления. С увеличением диаметра пятна фокусировки интенсивность излучения снижается, уменьшается и влияние паров отдачи, поэтому вначале ИП резка похожа на резку непрерывным излучением. Затем вследствие разогрева пластины размер области кипения увеличивается – возрастает роль давления паров. Режим выноса массы за счет силы тяжести сменяется режимом массопереноса под действием давления отдачи паров. Таким образом, рассматриваемые параметры резки лежат в области смены режимов, поэтому и предельные скорости непрерывной и ИП резки в рамках нашей модели различаются несущественно.

6. Сравнение с экспериментом

Экспериментальные данные по дистанционной резке металлов с помощью МЛТК-50 немногочисленны и носят в основном технический характер, связанный с прикладной направленностью проблемы [9]. Что касается научной стороны вопроса, то в [9] указывается, что стальная пластина толщиной 2 см может быть разрезана

со скоростью до 2 мм/с. Согласно нашей модели, для резки пластины такой толщины со скоростью 2 мм/с достаточно поглощенной мощности 7 кВт (см. рис.1 и разд.4). Это значение меньше экспериментальной поглощенной мощности [9], что говорит о том, что данная экспериментальная точка лежит в расчетной области реализации резки.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 00-02-16161), а также ОАО «Газпром». Авторы выражают благодарность А.Г.Красюкову за поддержку работы.

1. Krasuykov A.G., Kosyrev F.K et al. *XII Intern. Symp. on Gas and Chemical Lasers* (St.Petersburg, Russia, 1998).
2. Гладуш Г.Г., Дробязко С.В., Родионов Н.Б., Антонова Л.И., Сенаторов Ю.М. *Квантовая электроника*, **30**, 1072 (2000).
3. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Красюков А.К., Косырев Ф.К., Саяпин В.П. *ТВТ*, **37**, 865 (1999).
4. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Красюков А.К., Косырев Ф.К., Родионов Н.Б. *ТВТ*, **38**, 501 (2000).
5. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А. и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М.: Наука, 1989).
6. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985).
7. Дударев Ю.И., Казаков А.В., Максимов М.З., Никоненко В.П. *Физ. хим. обраб. матер.*, № 2, 24 (1998).
8. Лиханский В.В., Лобойко А.И., Красюков А.К., Антонова Г.Ф., Саяпин В.П. *Квантовая электроника*, **26**, 139 (1999).
9. Красюков А.Г., Наумов В.Г., Шашков В.М. и др. *Химическое и нефтегазовое машиностроение*, № 5, 52 (2001).