

Изучение механизма резки сталей слабосфокусированным излучением импульсно-периодического CO₂-лазера

Г.Г.Гладуш, С.В.Дробязко, Н.Б.Родионов, Л.И.Антонова, Ю.М.Сенаторов

Изучены закономерности процесса резки стальных пластин слабосфокусированным излучением импульсно-периодического CO₂-лазера мощностью не более 500 Вт без использования газовой струи. Найдены режимы, при которых вынос расплава под действием импульса отдачи паров оказывается эффективнее выноса расплава при непрерывном излучении. Предложен физический механизм процесса и разработана его численная модель. Сравнение с экспериментом показало, что эта модель качественно правильно описывает экспериментальные закономерности и ее можно использовать для оценок дистанционной резки излучением мощного лазера.

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

Введение

В работе [1] для дистанционной резки металлоконструкций, удаленных от лазера на ~ 50 м и более, предлагается использовать CO₂-лазер мощностью ~ 50 кВт. Резка в таких условиях отличается от обычной газолазерной резки отсутствием дополнительной газовой струи и слабой фокусировкой лазерного излучения из-за большой удаленности объекта. Указанные особенности дистанционной лазерной резки снижают ее эффективность, т. к. при этом затрудняется удаление материала. Действительно, обычно расплав из зоны взаимодействия выносится либо струей газа, либо за счет давления отдачи паров. В работе [2] показано, что при дистанционной резке вертикально расположенных пластин пучком излучения непрерывного CO₂-лазера, перемещающимся в горизонтальном направлении, при определенных условиях расплав может вытекать за счет силы тяжести. Однако для такого удаления материала необходима большая ширина зоны расплава, что делает этот механизм резки малоэффективным [3]. В работе [1] предлагается усилить массоперенос за счет модуляции лазерного излучения. Действительно, при большой скважности интенсивность во время импульса даже слабосфокусированного лазерного излучения довольно высока, что может обеспечить кратковременное вскипание поверхности металла и необходимое давление паров отдачи. Остается неясным, при каких условиях этот дополнительный массоперенос компенсирует затраты энергии на испарение и какова эффективность этого процесса. Исследованию этих вопросов и посвящена данная работа.

1. Постановка задачи

В настоящее время достаточно хорошо изучен процесс выноса массы под действием одиночного лазерного

импульса, когда расплавленная область имеет глубину, существенно меньшую ее ширины и толщины пластины (см. [4, 5] и цитируемую там литературу). В условиях наших экспериментов одиночный импульс не может разрушить поверхность стальной пластины, поэтому очень важен нагрев зоны взаимодействия до температуры плавления, после чего и начинается разрушение поверхности. Таким образом, в нашем случае процесс резки нельзя представить как механическое сложение актов выноса материала под действием одиночных импульсов. Поскольку массоперенос в данном случае осуществляется при большой средней температуре нагрева зоны взаимодействия, то кроме удаления расплава под действием паров, о котором говорилось выше, возможны и другие механизмы. При проплавлении пластины насквозь давление отдачи может выдавить расплав вперед по направлению луча. И наконец, возможно и просто вытекание расплава под действием силы тяжести [3].

Известны работы (см., напр., [4, 5]), посвященные сверлению и сварке металлов излучением импульсно-периодического лазера. В этих работах также не использовались газовые струи, однако обработка проводилась остросфокусированным излучением при условии, что одиночный импульс мог разрушать поверхность металла. При этом интенсивность излучения более чем на порядок превышала интенсивность, используемую нами. Сварочный шов или несквозной разрез имели так называемую кинжальную форму, что качественно отличается от нашего случая.

2. Схема проведения экспериментов и методика измерений

Лазерный луч проходил через пластину из КСl, установленную под углом 45° к лучу, и фокусировался линзой на вертикальную металлическую пластину, закрепленную на столике от фрезерного станка, который обеспечивал горизонтальное перемещение мишени в диапазоне скоростей 2.5–1600 мм/мин. Часть излучения (~ 4 % энергии) направлялась пластиной из КСl в измеритель мощности ИМО-2Н. Размер пятна на мишени

определялся фокусным расстоянием линзы и регулировался ее перемещением. Характеристики лазерной установки следующие:

- Средняя мощность излучения \bar{P} 1 кВт
- Частота следования импульсов f 0.1–200 Гц
- Длительность импульса (на уровне 0.1) τ 20–500 мкс
- Энергия в импульсе E_i 0.1–8 Дж
- Диаметр светового пучка на выходе из лазера d_f 45 мм

Длительность импульса измерялась фотоприемником, охлажденным до азотной температуры. Распределение энергии лазерного излучения в фокальном пятне имеет вид усеченного конуса с резким спадом по краям. Модуляция интенсивности плоской части распределения достигала ~20%. В процессе исследований можно было регулировать частоту повторения импульсов и их число в пуге N . Для определения среднего за пуг коэффициента поглощения мишени температура образца во время импульса облучения измерялась хромель-алюмелевой термопарой. Удельные объемные энергзатраты определялись как отношение полной энергии лазерного излучения в пуге $E_f = E_i N$ к объему v удаленного материала: $X = E_i N / v$.

3. Результаты экспериментов

Резка стальных пластин в наших условиях всегда сопровождается возникновением плазменного факела. Интенсивность излучения, при которой возникает оптический пробой у мишени, медленно уменьшается с ростом площади фокального пятна и приближается к пороговой интенсивности $(1-2) \cdot 10^5$ Вт/см², измеренной в [6] для очень больших площадей облучения.

На рис.1 представлен внешний вид разрезов стальной пластины толщиной h в разных условиях. Ширина разрезов d_c всегда в 2–3 раза меньше размера фокального пятна. На кромках разреза наблюдаются валики застывшего расплава. Верхний и нижний валики (при вертикаль-

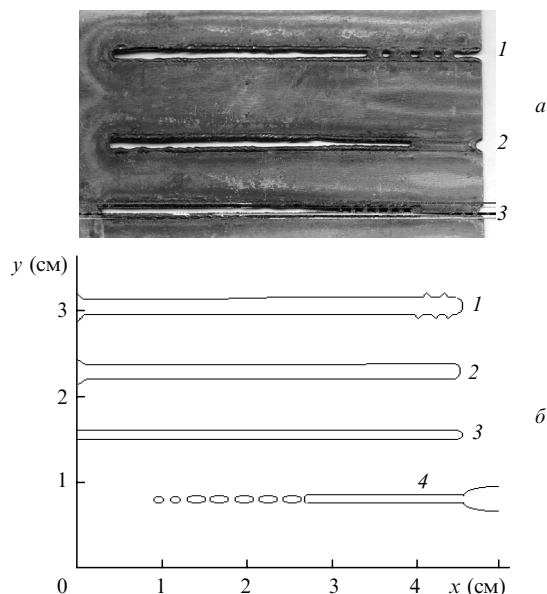


Рис.1. Вид экспериментальных (а) и теоретических (б) разрезов. Эксперимент проводился при $d_f = 3$ мм, $f = 100$ Гц, $\tau = 70$ мкс, $\bar{P} = 370$ (1), 280 (2) и 235 Вт (3). Расчеты выполнены при $\bar{P} = 380$ (1–3) и 310 Вт (4), $V = 0.4$ (1), 1 (2), 2 (3) и 6 мм/с (4). Координатные оси совпадают со сторонами пластины.

ном расположении пластин) идентичны. Резка при перемещении образца вверх или вниз аналогична резке при его горизонтальном перемещении. С ростом скорости резки V величина d_c монотонно уменьшается (см. табл.1). По достижении критической скорости ширина разреза скачком падает до нуля – резка переходит в сварку. Как правило, при этом пластина проплавляется насквозь. С лицевой стороны наблюдается углубление, тыльная сторона оказывается слабо деформированной. Часто этот переход сопровождается появлением серии отверстий (см. рис.1).

Табл.1. Зависимость ширины разреза d_c от условий эксперимента при $d_f = 3$ мм, $h = 0.5$ мм, $f = 100$ Гц.

\bar{P} (Вт)	τ (мкс)	V (мм/с)	X (кДж/см ³)	d_c (мм)	
				эксперимент	расчет
380	70	0.5	250	2.2	2.3
		1.0	100	2.0	2.3
		2.5	80	1.5	1.5
280	70	0.6	240	1.8	1.5
		1.0	170	1.4	1.5
		2.5	150	0.9	1.5
280	150	1.0	400	1.3	2.2
		2.0	200	1.1	1.5
		4.0	150	0.6	1.0

На практике обычно ширина разреза не важна, а более важным параметром является критическая скорость резки V_{cr} . На рис.2 представлена зависимость этой скорости от мощности лазерного излучения. Как и следовало ожидать, критическая скорость растет с ростом средней мощности излучения. Средняя мощность излучения изменялась либо варьированием энергии импульса при неизменной частоте следования, либо при изменении частоты следования импульсов с постоянной энергией. Видно, что критическая скорость слабо зависит от деталей процесса: она определяется в основном средней мощностью лазера. Это дополнительно подтверждается независимостью V_{cr} от размера пятна фокусировки при постоянной средней мощности лазера ($f = 100$ Гц, $E_i = 3.2$ Дж, $\tau = 70$ мкс). Размер пятна фокусировки изменялся от 3.8 до 1.7 мм, при этом средняя ширина разреза также уменьшалась примерно в 2 раза.

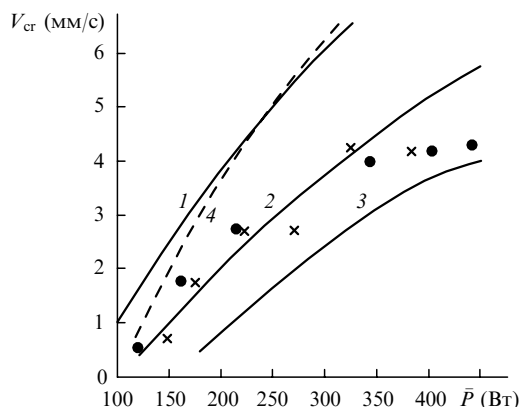


Рис.2. Экспериментальные (точки) и расчетные (кривые) зависимости критической скорости резки от средней мощности лазера при $f = 100$ Гц, $\tau = 70$ мкс, $d_f = 3$ мм (x); $E_i = 2.2$ Дж, $\tau = 70$ мкс, $d_f = 3$ мм (o); $f = 100$ Гц (1–3), коэффициенте поглощения лазерного излучения $\alpha = 30$ (1), 20 (2) и 15 % (3); $E_i = 2.2$ Дж, $\alpha = 30$ % (4).

В табл.1 представлена зависимость удельной энергии резки от скорости перемещения пластины. Видно, что эта энергия с учетом поглощения существенно меньше удельной энергии испарения стали (80 кДж/см³). Последний факт говорит о том, что удаление материала при дистанционной резке обусловлено не только одним испарением материала. Прежде чем приступить к обсуждению результатов экспериментов, имеет смысл обсудить механизм процесса, его модель и результаты численных расчетов по этой модели.

4. Численная модель

В импульсно-периодическом режиме облучения с большой скважностью распределение температуры и форма разреза в движущейся металлической пластине являются трехмерными и нестационарными. Для сплошной бесконечной пластины, перемещающейся с постоянной скоростью, известно выражение для распределения температуры в виде рядов [5]. В режиме резки пластина не является сплошной, температурное поле существенно искажается из-за наличия разреза. Часть излучения проходит сквозь разрез и теряется. Обычно вскипает лишь часть поверхности пластины в пятне фокусировки, поэтому поверхностный источник нагрева пластины может иметь сложный профиль, отличающийся от гауссова профиля, предполагаемого при выводе аналитического выражения [5].

Численная модель расчета лишена этих недостатков, но довольно сложна в силу ее трехмерности. Для упрощения задачи можно воспользоваться рядом обстоятельств. Вследствие малой длительности импульса излучения распределение температуры можно представить как сумму двух функций: медленной \bar{T} и быстрой δT . Температура δT сильно флуктуирует в тонком приповерхностном слое, поэтому такой нагрев можно считать одномерным и использовать для его анализа аналитические выражения [5].

Средняя температура \bar{T} изменяется под действием большого числа импульсов и определяется из баланса средней мощности излучения и отвода тепла за счет теплопроводности и перемещения образца. Из-за медленности изменения \bar{T} , ее плавного распределения вдоль поверхности и малости толщины пластины последнюю можно считать термически тонкой. Таким образом, \bar{T} будет определяться из решения уравнения теплопроводности, как и в случае резки непрерывным излучением [3]:

$$c \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \lambda \left(\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} \right) = \alpha \bar{q} \exp \left[-\frac{(x - Vt)^2 + y^2}{r_f^2} \right] - \frac{\varepsilon \sigma}{h} \bar{T}^4 - \frac{q_c}{h} \theta(T_b - \bar{T}) - \frac{q_c}{h}, \quad (1)$$

где c, λ – коэффициенты теплоемкости и теплопроводности; \bar{q}, α – средняя интенсивность и коэффициент поглощения лазерного излучения; V, r_f – скорость перемещения светового пятна и его радиус; σ – постоянная Стефана – Больцмана; ε – коэффициент теплового излучения; θ – функция Хевисайда; T_b – температура кипения материала пластины. Последние три члена в правой части уравнения (1) описывают потери на тепловое излучение с поверхности, потери тепла за счет испарения q_c и за счет естественной конвекции воздуха q_c . Последние два про-

цесса опишем простейшим образом, т. к. в нашем случае достаточно качественного описания [3]:

$$q_c = \frac{2.56 \cdot 10^3}{\sqrt{T}} (p_s - p_0), \quad p_0 = 760.$$

Давление насыщенного пара p_s (предполагается, что производится резка железа) определяется согласно работе [5] формулой

$$p_s = \frac{4 \cdot 10^{13.27 - 19710/\bar{T}}}{\bar{T}^{1.27}}.$$

В этих формулах давление выражено в мм рт. ст., температура – в кельвинах. Выражение для конвективного охлаждения взято из [7]:

$$q_c = \lambda_a \frac{\bar{T} - \bar{T}_a}{H^{1/4}} \left(\frac{g}{v^2} \right)^{1/4},$$

где λ_a и v – коэффициенты теплопроводности и кинематической вязкости воздуха; H – характерный размер образца по вертикали; \bar{T}_a – температура окружающего воздуха; g – ускорение свободного падения.

Для краев пластины и разреза используем граничное условие второго рода. Поскольку эти границы свободные, то $\delta \bar{T} / \delta n = 0$, где n – нормаль к границам. Начальное условие имеет вид $\bar{T} = \bar{T}_a$. Для упрощения расчетов в (1), как это обычно принято в задачах по лазерной технологии, не учитывается энергия фазового перехода при плавлении материала (для железа она не превышает 30 % от теплосодержания при температуре плавления). По этой же причине теплофизические константы полагались постоянными и близкими к параметрам стали ст. 3 ($\lambda = 0.3$ Вт/(см·К), $\lambda/c = 0.13$ см²/с). Коэффициент поглощения, согласно нашим измерениям, составляет ~ 20 %. Коэффициент теплового излучения $\varepsilon \approx 0.3$. Флуктуирующая температура приповерхностного слоя определяется известным выражением

$$\delta T = \frac{2\alpha q}{\lambda} \left(\frac{\chi t}{\pi} \right)^{1/2}, \quad t < \tau, \quad (2)$$

где χ – коэффициент температуропроводности; q – интенсивность лазерного излучения в фокальном пятне. Приравняв температуру поверхности $T_s = \bar{T} + \delta T$ температуре кипения, находим изменение границы кипения со временем:

$$\bar{T}(x, y) + \delta T(t) = T_b. \quad (3)$$

Поскольку в зоне кипения энергия излучения тратится на испарение материала, это приводит к уменьшению энергии, поступающей на нагрев образца. Мощность \tilde{P} , затрачиваемая на нагрев, определяется следующим образом:

$$\tilde{P} = \bar{P} \left[1 - \frac{1}{\tau \pi r_f^2} \int_{t_0}^{\tau} S_b(t) dt \right], \quad \tau > t > t_0, \quad (4)$$

где площадь кипения S_b находится из (3); t_0 – момент начала кипения; $S_b(t_0) = 0$. Мощность \tilde{P} и определит среднюю интенсивность, входящую в (1):

$$\bar{q} = \frac{\tilde{P}}{\pi r_f^2}. \quad (5)$$

Таким образом, система уравнений (1)–(5) описывает изменение температуры поверхности после каждого импульса. Зная размеры зоны плавления и зоны кипения, можно приблизительно определить массу расплава, удаляемую за импульс, и уменьшение толщины образца h .

Режим течения расплава, возникающий при воздействии лазерного пучка с большим сечением и невысокой интенсивностью, имеет ряд особенностей по сравнению с режимами, рассматриваемыми в литературе. В этом случае возможно дозвуковое истечение паров в атмосферу. Приближительным условием перехода от дозвукового к сверхзвуковому течению является требование $\alpha q > q^*$, где

$$q^* = c_s L \frac{p_a}{k T_b} m; \quad (6)$$

m – масса атомов паров материала; c_s – скорость распространения звука в парах металла; p_a – атмосферное давление; L – удельная энергия сублимации [4]. Для паров железа $q^* \approx 10^5$ Вт/см². Если $\alpha q > q^*$, то давление паров отдачи пропорционально интенсивности излучения:

$$p = \alpha q c_s / L. \quad (7)$$

Если $\alpha q < q^*$, то давление паров отдачи меньше:

$$p = \left(\frac{\alpha q}{L} \right)^2 \frac{k T_b}{p_a m}. \quad (8)$$

При $\alpha q = q^*$ формулы (7) и (8) эквивалентны.

В наших условиях могут реализоваться оба режима. Если проплавление несквозное, то под действием давления отдачи паров расплав придет в движение вдоль поверхности пластины и материал будет выноситься навстречу лучу. В используемой нами модели термически тонкой пластины такая область мала, поэтому мы ограничимся процессом выдавливания расплава вдоль луча. Это может происходить, когда пластина проплавлена насквозь. В нашей модели это может быть при $r_m > h$, где r_m – характерный размер зоны расплава. Когда $S_b > 0$, после действия импульса света область кипения получит импульс силы $p(\tau - t_0)S_b$. Это приведет к приращению скорости движения расплава

$$\Delta V = \frac{p(\tau - t_0)}{\rho h},$$

где ρ – плотность материала мишени. За время паузы между импульсами T_p жидкая пленка сместится на расстояние $\Delta V T_p = p(\tau - t_0)T_p / \rho h$. Учитывая (7), для смещения пленки между импульсами получаем выражение

$$\Delta h = \frac{\alpha q c_s (\tau - t_0)}{L \rho h} T_p. \quad (9)$$

Полагаем, что пленка разрывается, когда суммарное смещение от воздействия импульсов равно h . Наконец, если интенсивность излучения в импульсе мала, но частота следования импульсов велика, то возможно удаление расплава без участия паров, за счет вытекания под действием силы тяжести, как это предполагалось при дистанционной резке непрерывным лазерным излучением [2, 3]. Если максимальный вертикальный размер зоны расплава достигнет критической величины d_m^* , то согласно модели, рассмотренной в [3], вся область расплава удаляется из пластины. Величина d_m^* согласно [2, 8] определяется формулами

$$\frac{d_m^*}{R_c} = 4.4 \left(\frac{h}{R_c} \right)^{1/3}, \quad \frac{h}{R_c} < 0.75, \quad (10)$$

$$\frac{d_m^*}{R_c} = 4, \quad \frac{h}{R_c} > 0.75, \quad R_c = \left(\frac{\sigma_s}{\rho g} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где σ_s – коэффициент поверхностного натяжения расплава.

5. Результаты численного расчета, сравнение с экспериментом

На рис.1 представлены расчетные формы разреза стальной пластины толщиной $h = 0.5$ мм, высотой 50 мм и длиной 50 мм при различных скоростях резки. Видно, что с ростом скорости при постоянной мощности ширина разреза уменьшается. При определенных скоростях ширина разреза флуктуирует. Детально описывать флуктуации довольно трудно в связи с конечностью пространственного шага в численных расчетах. При скорости, близкой к критической, разрез начинается не с края пластины, а с того места, где прогрев пластины в пятне фокусировки окажется достаточным для разрезания. Поскольку толщина теплового фронта $\chi/V \sim 1$ см, то при приближении лазерного пучка к концу пластины примерно на то же расстояние температура в пятне возрастает. Вследствие этого возрастает и размер зоны плавления, и ширина разреза.

Такой пограничный эффект всегда наблюдается и в эксперименте. Иногда инициирование резки сопровождается периодическим пробиванием отдельных отверстий, а после разогрева пластины разрез стабилизируется. Этот результат также согласуется с экспериментом. Хотя данное явление подробно не изучалось, мы полагаем, что природа этой неустойчивости имеет тепловой характер, т. к. она наблюдается и при дистанционной резке сталей непрерывным излучением [3]. Механизм такой неустойчивости качественно описан в [3].

Количественное сравнение ширины разрезов, полученных численно и экспериментально, представлено в табл.1. Следует отметить, что ширина разрезов при одинаковой скорости резки растет с ростом средней мощности лазерного излучения как в эксперименте, так и в расчетах. Расчеты для фокальных пятен различных размеров, близких к экспериментальным значениям, показали их слабое влияние на параметры резки. Это тоже находится в соответствии с экспериментом. Для качественного представления общей картины дистанционной резки стальных пластин интересно сравнить расчетные предельные параметры резки с полученными экспериментально.

Условия расчетов соответствовали эксперименту, т. е. определялись максимальные скорости резки в зависимости от средней мощности в разных случаях: при постоянной частоте $f = 100$ Гц и при постоянной энергии в импульсе $E_i = 2.2$ Дж (см. рис.2). Из рис.2 видно, что в обоих случаях зависимости близки, а это также говорит об определяющей роли средней мощности лазерного излучения при дистанционной резке с помощью импульсно-периодического лазера. Сравнение расчетов с экспериментом приведено для различных коэффициентов поглощения. Наибольшая корреляция имеет место при $\alpha = 20\%$, что близко к приближенным экспериментальным значениям. Отметим, что в наших условиях массоперенос за счет силы тяжести привел бы к возникновению

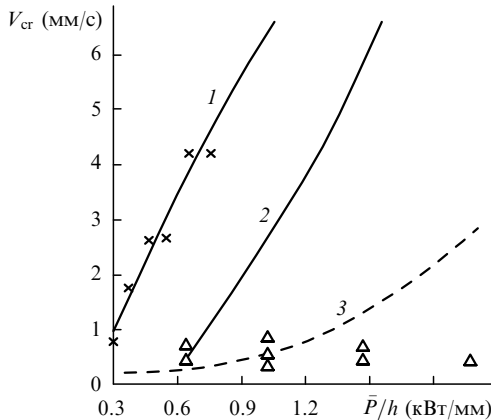


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и расчетные (кривые) максимальные скорости резки импульсно-периодическим (1, x) и непрерывным (2, 3, Δ) излучением при $f = 100$ Гц, $\alpha = 20\%$, $\tau = 70$ мкс для $h = 0.5$ (1, 2, x) и 2 мм (3). Экспериментальные точки Δ взяты из [3].

разреза шириной 5.2 мм, что не наблюдалось ни в эксперименте, ни в расчетах.

Здесь уместно сравнить дистанционную резку стальных пластин импульсно-периодическим и непрерывным излучением [3] (см. рис.3). Поскольку эти эксперименты проведены в разных условиях, предельные скорости разумно сравнивать при одинаковых удельных мощностях. Тангенс угла наклона прямой, проведенной из начала координат в любую точку кривых, $\tan \alpha = V_{cr}/(\bar{P}/h)$ равен площади разреза, приходящейся на единицу затрачиваемой энергии, т.е. эффективности резки. Видно, что эффективность для импульсно-периодического процесса во много раз превышает аналогичную величину для непрерывного излучения. Так, при $\bar{P}/h = 1$ кВт/мм эффективность импульсно-периодической резки составляет 6 мм²/кДж, а эффективность непрерывной – 2 мм²/кДж. При большей толщине пластины ($h = 2$ мм) эффективность резки непрерывным излучением снижается до 0.5 мм²/кДж.

Заключение

Таким образом, проведенные исследования показали, что возможны режимы, когда дополнительные затраты энергии на испарение материала при импульсно-перио-

дической резке способствуют интенсификации процесса выноса расплава из зоны взаимодействия. В связи с этим резка импульсно-периодическим излучением большой скважности оказывается существенно эффективнее резки непрерывным излучением. Все качественные зависимости параметров резки (ширина разреза, критическая скорость) от условий эксперимента (мощность, скорость, степень фокусировки, длительность импульса), полученные в расчетах, согласуются с экспериментальными. Это говорит о достоверности рассмотренного механизма резки металла и адекватности использованной численной модели.

Авторы выражают благодарность А.Г.Красюкову за предложенную тему, внимание к работе и ее поддержку, а также признательны участникам руководимого им семинара за обсуждение результатов.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 00-02-16161) и ОАО «Газпром».

1. Krasuykov A.G., Kosyrev F.K., Naumov V.G., Shashkov V.M. *XII Intern.Symp. on Gas and Chemical Laser* (St. Peterburg, Russia, 1998).
2. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Красюков А.Г., Косырев Ф.К., Саяпин В.П. *ТВТ*, **37**, 865 (1999).
3. Антонова Г.Ф., Гладуш Г.Г., Красюков А.Г., Косырев Ф.К., Родионов Н.Б. *ТВТ*, **38**, 501 (2000).
4. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М., Энергоатомиздат, 1985).
5. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А. и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М., Наука, 1989).
6. Markus S., Lowder J.E., Mooney P.L. *J. Appl. Phys.*, **47**, 2966 (1976).
7. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. *Свободно-конвективные течения, тепло- и массообмен* (М., Мир, 1991).
8. Лиханский В.В., Лобойко А.И., Красюков А.Г., Антонова Г.Ф., Саяпин В.П. *Квантовая электроника*, **26**, 139 (1999).

G.G.Gladush, S.V.Drobzyazko, N.B.Rodionov, L.I.Antonova, Yu.M.Senatorov. *Study of the mechanism of steel cutting by a weakly focused radiation from a repetitively pulsed CO₂ laser.*

The specific features of steel plate cutting by a weakly focused radiation from a repetitively pulsed CO₂ laser with the output power of no more than 500 W without the use of a gas jet are studied. The cutting regimes are found at which the melt carrying out produced by the recoil momentum of vapours proves to be more efficient than that observed upon continuous illumination. The physical mechanism of this process is proposed and its numerical model is developed. Comparison with the experiment shows that this model correctly qualitatively describes the experiment and can be used to estimate the parameters of a remote high-power laser cutting.