

УДК 535.35

Н. Г. БАСОВ, В. В. БАШЕНКО, Е. П. ГЛОТОВ, С. Г. ГОРНЫЙ,  
В. А. ДАНИЛЫЧЕВ, Г. Н. КАРПОВ, В. А. ЛОПОТА, М. М. МАЛЫШ,  
И. Г. РУДОЙ, В. А. САБУРОВ и А. М. СОРОКА

## НЕПРЕРЫВНЫЙ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ РЕЖИМЫ СВАРКИ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫМ СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОМ

В настоящее время одним из путей интенсификации производства, повышения надежности и качества продукции является широкое применение лазерной технологии [1, 2]. Одним из основных технологических процессов с использованием лазерного излучения является сварка. Применение лазеров позволяет сваривать металлы большой толщины с малой зоной термического влияния (в 10 и более раз меньше, чем при традиционных способах) за один проход. Вопросам лазерной сварки посвящено большое количество работ, однако оптимизация режимов, как правило, не проводилась из-за ограниченных возможностей существовавших установок [3–5].

В данной работе исследуется сварка импульсно-периодическим лазерным излучением в широком диапазоне длительностей (0,3–2 мс) и частот следования импульсов (100–1000 Гц) при средней мощности излучения до 3 кВт, а также проведено сравнение со сваркой непрерывным лазерным излучением. Возможность варьирования в столь широких пределах параметров лазерного излучения определяется применением универсального электроионизационного СО<sub>2</sub>-лазера с сеточным управлением тока электронной пушки [6]. Ресурс непрерывной работы установки за один пуск в несколько часов [7] и возможность автоматического поддержания на заданном уровне основных лазерных параметров с точностью ~5% позволили провести исследование различных режимов воздействия.

Анализ полученных экспериментальных результатов дал возможность определить зависимости КПД проплавления, проплавляющей способности, коэффициента формы шва от скорости сварки и параметров лазерного излучения в непрерывном и импульсно-периодическом режимах. Для оптимизации различных режимов сварки требуются определенные возможности системы управления лазерным технологическим комплексом.

1. В работе [8] было показано, что характер поведения пароплазменной фазы при сварке непрерывным лазерным лучом нестабилен. Пароплазменная фаза разлетается из парогазового канала сварочной ванны в виде следующих друг за другом сгустков в диапазоне частот 100–500 Гц в зависимости от режима и обрабатываемого материала, причем время испарения сгустков составляет не более 10% от периода их следования.

На рис. 1 приведена кинограмма, иллюстрирующая динамику разлета парового потока при проплавлении (сварке) кварцевого стекла излучением непрерывного СО<sub>2</sub>-лазера мощностью 1 кВт при диаметре фокального пятна ~0,7 мм. Видно, что происходит нагрев расплава под действием луча (кадр 1), затем — интенсивное парообразование и перенос расплава за счет реакции отдачи парогазового потока (2), образуется сварной шов. Начиная с некоторого момента, в испаренном веществе загорается плазма, частично экранирующая кварц от луча (3). Все последующее время значительная часть энергии лазерного луча поглощается пароплазменной фазой (4). Это продолжается до тех пор, пока пары не будут вытеснены из области воздействия излучения (5). Кадры 6 и далее соответствуют следующему циклу. Использование оптически прозрачного материала по-

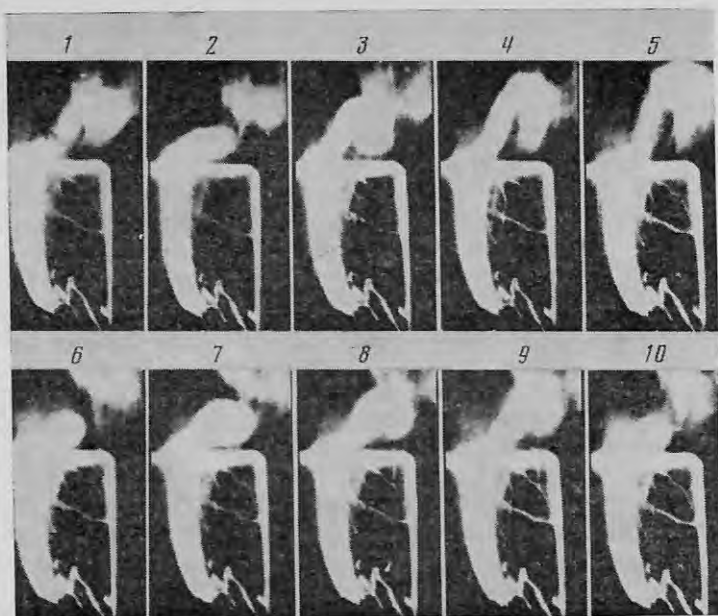


Рис. 1. Кинокадры, демонстрирующие прерывистый характер сварки при воздействии непрерывного лазерного излучения на кварц. Скорость развертки 1400 кадр/с

зволяет проследить также поведение парогазового канала проплавления во времени. Отметим, что качественная картина сварки кварца и металла одинакова [8].

Причина прерывистости сварки при воздействии непрерывным лазерным излучением связана, по нашему мнению, с физической картиной процесса лазерной сварки. Его можно представить следующим образом: металл в фокальном пятне разогревается от температуры вблизи передней стенки канала  $T \approx T_{пл}$  ( $T_{пл}$  — температура плавления металла) до температуры кипения  $T_{кип}$  и затем давление отдачи паров 5–10 атм [9] обеспечивает перенос расплава с передней стенки канала на заднюю, где он далее кристаллизуется, что и является сущностью процесса сварки. Поскольку перенос расплава по стенкам канала осуществляется достаточно быстро, и оценка по экспериментальным данным показывает, что переносится практически весь расплав, то освободившаяся передняя стенка имеет температуру  $\sim T_{ил}$ . Для осуществления следующего акта переноса снова необходим нагрев до  $T_{кип}$ . Уже это приводит к тому, что лазерная сварка принципиально имеет периодический характер даже при непрерывном лазерном воздействии. Вторая ее важная особенность определяется разными механизмами движения границы расплава — быстрым гидродинамическим вдоль шва и относительно медленным теплопроводностным поперек, что обуславливает возможность «кинжального проплавления» и малую зону термического влияния.

Таким образом, процессу лазерной сварки присуще периодическое испарение некоторого небольшого [8, 10] количества расплава. В этом случае воздействие непрерывного излучения интенсивности  $I \geq (1 \div 2) \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> [11] приводит к образованию в канале пароплазменной фазы. Частичная экранировка ею поверхности образца также может привести к прерывистости процесса сварки. Отметим, что для используемых при сварке непрерывным лазерным излучением интенсивностей на поверхности образца  $(1-5) \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup> время существования пароплазменного факела существенно превосходит время испарения и составляет  $\sim 1$  мс, т. е. сравнимо со временем разогрева материала от  $T_{пл}$  до  $T_{кип}$  (рис. 1, [8]). Следовательно, целесообразно препятствовать развитию плазменного факела, что наиболее рационально делать периодическим отключением лазерного излучения,

т. е. использовать импульсно-периодический режим воздействия (ИПР).

2. В работах [3–5] изучался процесс сварки импульсно-периодическим лазерным излучением и обнаружена высокая эффективность применения ИПР в сравнении с непрерывными режимами. В частности, в [4] отмечено увеличение КПД проплавления при ИПР по сравнению с непрерывным лазерным воздействием в несколько раз в исследуемом диапазоне режимов (частота 50 и 100 Гц, скважность  $G$  2–15). Кроме того, применение ИПР позволяет достигать существенно больших «параметров кинжалности» проплавления [3, 12].

Значительная глубина проплавления при малой зоне термического влияния достигается за счет высокой интенсивности лазерного воздействия. Именно с этим связана, по-видимому, тенденция к увеличению интенсивности излучения на обрабатываемой поверхности. Однако при этом не учитываются последствия пробоя в парах металла. Так, в [12] при  $I = 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup>, длительности импульса  $\tau_{\text{имп}} = 100$  мкс был получен коэффициент формы шва  $h/d$  до 20 ( $h$  — глубина шва,  $d$  — ширина канала). Время развития пробоя для излучения СО<sub>2</sub>-лазера при  $I = 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup> составляет около 1 мкс [13], таким образом, при используемой в [12] длительности лазерного импульса пробой практически неизбежен. В этом случае в окружающем газе возбуждается радиационная волна, давление которой [14]

$$p_{\text{рв}} = \left[ \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \frac{\gamma_y + 1}{2} \right]^{1/2} \rho_0^{1/2} I^{2/3}, \quad (1)$$

здесь  $\rho_0$  — плотность невозмущенного газа,  $\gamma_y$  — эффективный показатель адиабаты в холодном газе,  $\gamma$  — в плазме. Для воздуха при атмосферном давлении и  $I = 10^7$  Вт·см<sup>-2</sup>  $p_{\text{рв}} \approx 50$  атм. Столь высокое давление приводит к значительному выплескиванию расплава, что определяет как уменьшение КПД, так и ухудшение качества сварки [12, 15]. Подчеркнем, что главное отрицательное воздействие пробоя при столь больших интенсивностях связано именно со значительным расплескиванием расплава из сварочной ванны, а не с экранировкой поверхности металла, которая лишь несколько снижает КПД использования излучения, если пробой произошел в конце импульса.

Условие  $p_{\text{рв}} \leq p_0 \sim 10 \div 12$  атм позволяет оценить максимальную интенсивность  $I_*$ , не ухудшающую качество сварки в воздухе

$$I_* = p_0 \frac{\gamma}{\gamma - 1} \sqrt{\frac{2p_0}{(\gamma_y + 1)\rho_0}} \approx (1 \div 2) \cdot 10^6 \text{ Вт·см}^{-2}. \quad (1a)$$

При фиксированной интенсивности излучения существует оптимальная длительность лазерного импульса  $\tau_{\text{опт}}$ , при которой эффективная удельная энергия разрушения материала имеет минимум [16]. Для плоской геометрии нагрева материала

$$\tau_{\text{опт}} \approx 4\chi \left\{ \frac{\rho [C(T_{\text{кип}} - T_{\text{пл}}) + \lambda]}{\bar{k}I} \right\}^2 \quad (2)$$

( $\rho$ ,  $\chi$ ,  $C$ ,  $\lambda$ ,  $\bar{k}$  — плотность, температуропроводность, удельная теплоемкость, удельная теплота плавления и средний коэффициент поглощения излучения в диапазоне  $T_{\text{пл}} - T_{\text{кип}}$ ). Поэтому (1a) и (2) определяют минимальную  $\tau_{\text{опт}}$ , соответствующую максимальной  $I = I_*$ . Для типичных металлов  $\tau_{\text{опт}} \approx 300$  мкс. Отметим, что при  $I \sim 2 \cdot 10^6$  Вт·см<sup>-2</sup> время развития пробоя в испаренном веществе не менее 30–40 мкс и составляет заметную долю длительности лазерного импульса, поэтому при стабилизации мощности излучения и соответствующей длительности импульса пробой можно предотвратить. Максимальная допустимая длительность лазерного импульса определяется очевидным условием незначительности теплоотода в стороны от сварочного канала в течение импульса:  $\sqrt{4\chi\tau_{\text{макс}}} \ll d$ . Для  $d \sim 1$  мм  $\tau_{\text{макс}} \ll 20$  мс (это соответствует минимальной интенсивности  $I_{\text{мин}} \sim (1 \div 2) \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>).

Сделанное выше замечание позволяет также оценить максимальную для эффективной лазерной сварки частоту следования импульсов  $f_{\text{макс}}$ .

Физическая причина ограничения сверху для  $f$  связана с тем, что пары должны удалиться от поверхности образца (от фокальной области фокусирующей системы) на такое расстояние  $S$ , чтобы пробой в них в начале следующего импульса был невозможен. Отсюда  $f_{\text{макс}} = \bar{v}_n / S$ , где  $\bar{v}_n \sim 20 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  — среднее значение скорости истечения паров, типичная величина  $S \sim 3 \div 4 \text{ см}$ , т. е.  $f_{\text{макс}} \sim 600 \text{ Гц}$ . Существенное уменьшение величины  $S$ , например за счет более острой фокусировки, невозможно, так как для глубокого проплавления длина каустики должна быть не слишком малой. Очевидно, что для уменьшения охлаждения поверхности образца между двумя последовательными импульсами целесообразно выбирать  $f \sim f_{\text{макс}}$ .

При оценке максимальной эффективной интенсивности излучения  $I_e$  согласно (1) мы исходили из анализа последствий пробоя в испаренном веществе. Казалось, интенсивность излучения можно значительно повысить, предотвратив пробой, например, подачей электроотрицательного газа [17]. Однако в этом случае возникает ограничение, связанное с резким увеличением давления паров  $p_n$  при увеличении интенсивности воздействия. С достаточной точностью  $p_n = p_0 I / I_{\text{исп}}$ , здесь  $p_0$  — внешнее давление (1 атм),  $I_{\text{исп}} \approx (1 \div 2) \cdot 10^5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  для большинства металлов [18]. Отсюда снова получаем  $I \leq I' \approx (1 \div 2) \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , т. е.  $I' \sim I_e$ . Заметим, что подача электроотрицательного газа тем не менее позволяет повысить частоту следования импульсов за счет подавления пробоя в парах металла.

Проведенное рассмотрение позволяет сформулировать основные требования, предъявляемые к технологическим  $\text{CO}_2$ -лазерам, используемым для сварки: плавное изменение длительности импульса в интервале 0,3–3 мс; регулирование частоты следования импульсов в интервале 100–1000 Гц; регулирование скважности  $G$  импульсов в интервале 2–10. Предварительные оценки показывают, что скважности 3–5 близки к оптимальным.

Известно [19], что соответствующий подбор формы импульса генерации позволяет значительно увеличить глубину проплавления при неизменной энергии импульса. Поэтому возможность управлять формой лазерного импульса является важным преимуществом соответствующей лазерной технологической установки.

3. Сформулированным требованиям полностью удовлетворяют электропозитивные  $\text{CO}_2$ - и  $\text{CO}$ -лазеры (ЭИЛ), обладающие высокими средней мощностью и КПД [20]. Важнейшим достоинством ЭИЛ помимо высокой средней мощности и КПД является возможность оперативного управления (с характерным временем  $10^{-5} \text{ с}$ ) мощностью, формой, длительностью и частотой следования импульсов генерации по сигналу управляющей сетки электронной пушки.

Необходимо также отметить, что использование ЭИЛ в импульсно-периодическом режиме со скважностью  $G$  вместо непрерывного (что соответствует  $G=1$ ) позволяет резко улучшить характеристики самого лазера, а именно повысить рабочее давление смеси  $p_{\text{см}}$ , поднять КПД  $\eta$  [21]. Рост КПД связан с уменьшением относительной доли мощности потерь на столкновительную релаксацию верхнего лазерного уровня.

Действительно, для  $\text{CO}_2$  ЭИЛ  $\eta \sim 1 - \frac{Q_* p_{\text{см}}^2}{G Q p_{\text{см}}}$ , здесь  $Q_*$  и  $Q$  — удельные

мощности релаксационных потерь и накачки при нормальных условиях,  $\alpha \approx 1 \div 1,5$ . В современных ЭИЛ  $Q$  ограничена средней плотностью тока электронного пучка, приводящей к перегреву разделительной фольги электронной пушки [22]. Таким образом, работа со скважностью  $G$  позволяет в  $G$  раз увеличить импульсную мощность накачки, т. е. увеличить КПД или давление смеси.

Изложенное иллюстрируют представленные на рис. 2 зависимости КПД генерации (кривые 1, 2) и максимального удельного энергопотребления единицы объема прокачиваемого газа  $W_{\dot{v}}$  (кривые 3, 4) от давления лазерной смеси для непрерывного режима генерации (кривые 1, 3) и импульсно-периодического со скважностью  $G=2$  (кривые 2, 4). Таким образом, импульсно-периодический режим предпочтительнее как для технологического применения, так и для самих ЭИЛ.

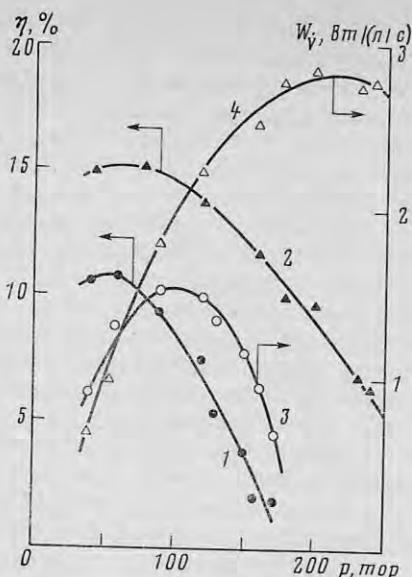


Рис. 2

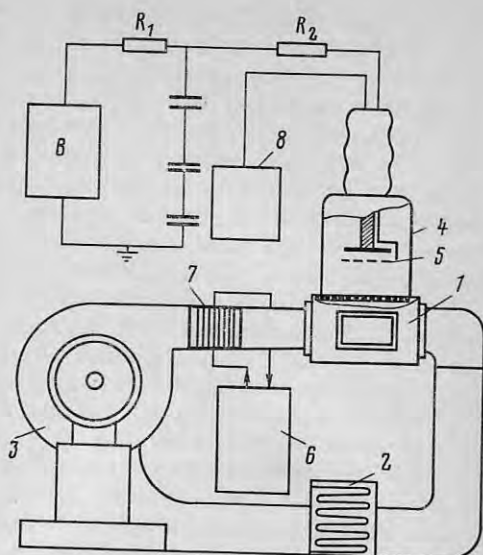


Рис. 3

Рис. 2. Зависимости КПД генерации (1, 2) и максимального удельного энергосъема с единицы объема прокачиваемого газа (3, 4) от давления лазерной смеси для непрерывного режима генерации (1, 3) и импульсно-периодического со скважностью 2 (2, 4)

Рис. 3. Схема универсального технологического электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера: 1 — разрядная камера; 2 — водяной теплообменник; 3 — вентилятор; 4 — электронная пушка; 5 — управляющая сетка; 6 — цистерна с жидким азотом; 7 — второй теплообменник, охлаждающий смесь после вентилятора и позволяющий работать при криогенных температурах; 8 — блок сеточного управления электронной пушки

4. В работе использовался универсальный электроионизационный лазерный технологический комплекс, генерирующий излучение и в непрерывном, и в ИП-режиме [23]. Принципиальная схема этого комплекса приведена на рис. 3. Активная длина вдоль оптической оси составляет  $L=1$  м. Максимальная средняя плотность тока электронного пучка в плоскости анода разрядной камеры составляла  $j_e=12$  мкА·см<sup>-2</sup>, энергия электронов находилась в пределах 180–200 кэВ. Объемный расход лазерной смеси может изменяться вплоть до максимального значения  $\dot{V}_{\text{макс}}=8$  м<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> за счет регулирования числа оборотов вентилятора.

Использование магнитной муфты для вращения вала вентилятора обеспечивало полную герметичность газодинамического контура. Формирование излучения осуществлялось с помощью трехпроходного телескопического резонатора с прозрачностью 50%. Для вывода излучения использовалась пластина из КСl. Блок сеточного управления позволял плавно изменять ток пучка и создавать импульсы необходимой формы с длительностью  $\tau_{\text{имп}}$  от  $10^{-5}$  до  $10^{-2}$  с и частотой до 5 кГц, характерные осциллограммы тока пучка, тока разряда и импульса генерации приведены на рис. 4 и в [15].

Эксперименты по исследованию особенностей ИПР сварки и сравнение с непрерывным лазерным воздействием проводились на нержавеющей стали 0X18N10T по методике, описанной в [4]. Исследуемые частоты 100–500 (1000) Гц, скважности 2–10. Излучение фокусировалось объективом с фокусным расстоянием  $F=0,5$  м, диаметр фокального пятна  $d=1,2$  мм.

На рис. 5, а приведены зависимости КПД проплавления  $\eta_{\text{пр}}$  и глубины шва  $h$  от скорости сварки  $v$  непрерывным лазерным излучением, с интенсивностью  $I=6,5 \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>. Наблюдается некоторое возрастание  $\eta_{\text{пр}}$  при увеличении скорости сварки при одновременном уменьшении коэффициента формы шва  $h/d$  и проплавляющей способности  $h/p$  — от-

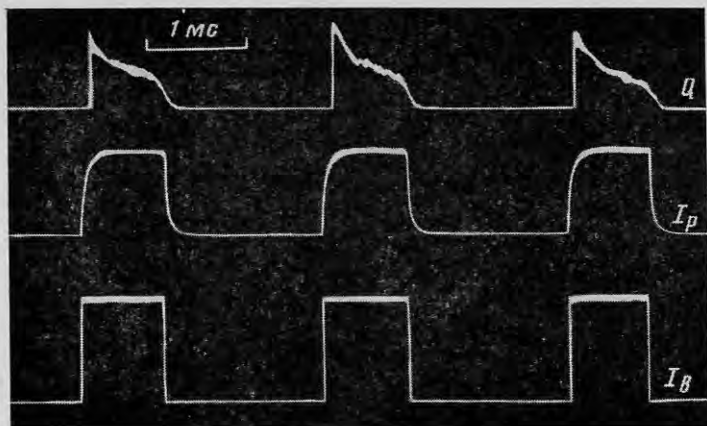


Рис. 4. Осциллограммы тока пучка  $I_B$ , тока разряда  $I_P$  и импульса генерации  $Q$  электроионизационного  $\text{CO}_2$ -лазера

ношения глубины проплавления к средней мощности лазерного луча. Отметим, что выбор оптимального режима лазерной сварки по  $\eta_{\text{пр}}$  не является определяющим, так как  $\eta_{\text{пр}}$  показывает количество энергии, затраченное на расплавление, но не дает информации о характере тепловыделения в металле (о коэффициенте формы шва). Рациональное же применение лазерной сварки должно определяться необходимостью получения глубоких и узких зон проплавления сварных конструкций.

При оптимальных режимах сварки затраты энергии излучения на паробразование являются малыми. При этом давление отдачи паров должно удалять с передней стенки канала практически весь расплав (чтобы отсутствовало многократное переплавление одного и того же участка). Тогда закон сохранения энергии для массы расплава дает

$$hv(d + \beta\sqrt{4\chi d/v})E = hvd(1 + \beta\sqrt{4\chi/dv})E = \eta_{\text{пр}}P, \quad (3)$$

здесь  $E = \rho[C(T_{\text{нп}} - T_{\text{пл}}) + \lambda]$ ;  $\beta\sqrt{4\chi d/v}$  описывает размер распространения расплавленной фазы в направлении, перпендикулярном шву, коэффициент  $\beta$  связан с тем, что в первом приближении задачу можно считать плоской. Коэффициент  $\beta \approx 1$ , для более точного его определения необходимо решать сложную неоднородную задачу теплопередачи движущегося канала с учетом фазового перехода; далее мы будем полагать  $\beta = 1$ .

На рис. 5, а построена зависимость  $h(v)$ , соответствующая (3), для экспериментально определенного  $\eta_{\text{пр}}$  и параметров стали  $\chi = 0,05 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $E = 9 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$ . Средняя относительная погрешность не превышает 8%, при этом точность определения  $\eta_{\text{пр}} \sim 10\%$ , а точность определения  $h \sim 5\%$ .

Аналогичные соображения приводят и к зависимости

$$\eta_{\text{пр}}(v) = \frac{\eta_{\text{пр}0}}{1 + \sqrt{4\chi/dv}}, \quad (4)$$

здесь  $\eta_{\text{пр}0}$  — КПД проплавления в случае, когда теплоотводом в перпендикулярном шву направлении можно пренебречь.

Приведенные в табл. 1 результаты показывают, что (4) выполняется

Таблица 1

$v, \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$	10	20	30	40	50
$\eta_{\text{пр}}(v)$	0,3	0,37	0,42	0,43	0,44
$\eta_{\text{пр}}(1 + \sqrt{4\chi/dv})$	0,69	0,71	0,73	0,71	0,69

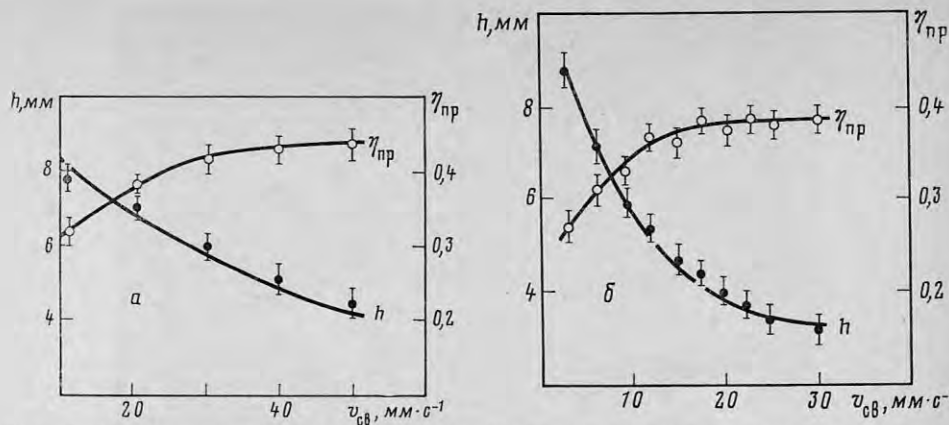


Рис. 5. Зависимость КПД и глубины проплавления от скорости сварки *a* — непрерывным лазером интенсивностью  $I \approx 6,5 \cdot 10^5$  Вт·см<sup>-2</sup>; *б* — импульсно-периодическим лазерным излучением средней мощностью 3 кВт, частота 300 Гц, скважность 4

с хорошей точностью. Величина  $\eta_{\text{про}}$  зависит прежде всего от  $\bar{k}$ , формы парогазового канала и распределения интенсивности в фокальном пятне. Важно отметить, что в исследуемом диапазоне мощности и  $\eta_{\text{про}}$  слабо зависит от средней мощности лазерного излучения. Таким образом, в достаточном для практики интервале изменения скорости сварки и мощности излучения  $\eta_{\text{про}}$  является константой для данной лазерной установки и данного материала (так как  $\eta_{\text{про}}$  зависит от  $\bar{k}$ ).

Совместное применение (3) и (4) дает для проплавающей способности в непрерывном режиме лазерной сварки

$$\left(\frac{h}{P}\right)_{\text{непр}} = \frac{\eta_{\text{про}}}{E} \frac{1}{dv} \frac{1}{(1 + \sqrt{4\chi/dv})^2}. \quad (5)$$

Если предположить, что (3) и (4) остаются справедливыми для малых  $v$ , когда  $\chi/dv \gg 1$ , то (5) дает универсальное выражение для предельной проплавающей способности в непрерывном режиме:

$$\left(\frac{h}{P}\right)_{\text{непр макс}} = \frac{\eta_{\text{про}}}{4E\chi}. \quad (6)$$

Для приведенных параметров стали и  $\eta_{\text{про}} = 0,70$  из (6) получаем  $(h/P)_{\text{непр макс}} \approx 3,8$  мм·кВт<sup>-1</sup> (для  $v = 1$  мм·с<sup>-1</sup> (5) дает  $(h/P)_{\text{непр}} = 2,5$  мм·кВт<sup>-1</sup>,  $v = 0,1$  мм·с<sup>-1</sup> соответствует  $(h/P)_{\text{непр}} = 3,3$  мм·кВт<sup>-1</sup>).

На рис. 5, б приведены зависимости КПД проплавления и глубины шва от скорости лазерной сварки при ИПР со скважностью  $G = 4$  ( $f = 300$  Гц), при которой КПД проплавления максимален в исследуемом диапазоне скважностей.

Применение закона сохранения энергии аналогично (3) дает

$$(h/P_{\text{ср}})_{\text{ипр}} = \frac{\eta_{\text{пр}}}{E} \frac{1}{dv} \frac{1}{1 + \sqrt{4\chi/dvG}} \quad (7)$$

здесь  $\eta_{\text{пр}}$  — измеренное значение КПД проплавления. Соответствующая (7) зависимость  $h(v)$  построена на рис. 5, б, средняя относительная погрешность составляет около 5%.

Для зависимости  $\eta_{\text{пр}}(v)$ , как и в непрерывном режиме, с хорошей точностью выполняется соотношение (см. табл. 2):

$$\eta_{\text{пр}}(v) = \frac{\eta_{\text{про}}}{1 + \sqrt{4\chi/dvG}}, \quad (8)$$

где  $\eta_{\text{про}}$  — КПД проплавления в случае отсутствия теплоотвода в перпендикулярном шву направлении.

$v, \text{мм} \cdot \text{с}^{-1}$	2	5	10	15	20	25	30
$\eta_{\text{ИПР}}(v)$	0,21	0,28	0,34	0,36	0,37	0,38	0,38
$\eta_{\text{ИПР}}(1+\sqrt{4\chi}/dvG)$	0,51	0,53	0,56	0,55	0,53	0,54	0,52

Некоторое падение  $\eta_{\text{ИПР}}$  по сравнению с непрерывным режимом связано с уменьшением средней температуры вблизи передней стенки канала, что приводит к снижению  $\bar{k}$  и изменению соотношения жидкой и парогазовой фаз. Отметим также возможное влияние изменения формы парогазового канала и распределения интенсивности в фокальном пятне при работе ЭИЛ в ИПР-режиме. Предполагая справедливость (7), (8) для малых скоростей сварки, получим аналогично (6) предельную проплавливающую способность в случае ИПР:

$$\left(\frac{h}{P_{\text{ср}}}\right)_{\text{ИПР, макс}} = \frac{\eta_{\text{ИПР}} G}{4E\chi}. \quad (9)$$

Для приведенных параметров стали,  $G=4$  и  $\eta_{\text{ИПР}}=0,53$  имеем  $(h/P_{\text{ср}})_{\text{ИПР, макс}} \approx 12 \text{ мм} \cdot \text{кВт}^{-1}$  (для  $v=1 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$  (7), (8) дает  $(h/P_{\text{ср}})_{\text{ИПР}} \approx 5,5 \text{ мм} \cdot \text{кВт}^{-1}$ ;  $v=0,1 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$  соответствует  $(h/P_{\text{ср}})_{\text{ИПР}} \approx 9 \text{ мм} \cdot \text{кВт}^{-1}$ ).

Важно отметить, что простые соотношения (3)–(5) и (7), (8) с высокой точностью выполняются в широком интервале изменения скорости.

Таким образом, технологическое использование ИПР наиболее перспективно для малых скоростей сварки, поскольку позволяет примерно в скважность раз увеличить проплавливающую способность по сравнению с непрерывным режимом лазерной сварки.

На рис. 6 приведены зависимости  $\eta_{\text{ИПР}}$  и  $h/P_{\text{ср}}$  от скорости сварки для ИПР с  $G=4$ ,  $f=300$  Гц и непрерывного воздействия. Даже при значительной скорости сварки  $v=10 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $\sqrt{4\chi}/dv=1,3 \sim 1$ )  $(h/P_{\text{ср}})_{\text{ИПР}}$  вдвое превышает соответствующую величину в непрерывном режиме. Кроме того, для  $v \leq 20 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$  КПД проплавления ИПР превосходит КПД проплавления непрерывным излучением. Напомним, что значительное увеличение скважности при сохранении достаточной средней мощности невозможно, так как в этом случае импульсная интенсивность излучения превышает  $I_*$ .

Формулы (5)–(8) позволяют получить выражение для одного из основных параметров лазерной сварки – коэффициента формы шва:

$$\frac{h}{d} = \frac{P_{\text{ср}}}{vd^2 E} \frac{\eta_{\text{ИПР}}}{(1+\sqrt{4\chi}/dvG)^2}, \quad (10)$$

здесь  $G=1$  соответствует непрерывному режиму. Считая распределение интенсивности излучения в фокальном пятне равномерным по сечению, из (10) получаем

$$\frac{h}{d} = \frac{\pi}{4} \frac{I_{\text{ср}}}{vE} \frac{\eta_{\text{ИПР}}}{(1+\sqrt{4\chi}/dvG)^2}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при одинаковых средней интенсивности и скорости сварки коэффициент формы шва в ИПР выше, чем в непрерывном режиме. Для предельного значения в ИПР получим

$$\left(\frac{h}{d}\right)_{\text{ИПР, макс}} = \frac{\pi}{4} \frac{d\eta_{\text{ИПР}}}{4\chi E} GI_{\text{ср}} = \frac{\pi}{4} \frac{d\eta_{\text{ИПР}}}{4\chi E} I_{\text{пмп}} \leq \frac{\pi}{4} \frac{d\eta_{\text{ИПР}}}{4\chi E} I_* \sim 30, \quad (12)$$

здесь мы приняли  $d=1 \text{ мм}$ ,  $I_* = 10^6 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Напомним, что в работе [12] при  $d=0,7 \text{ мм}$ ,  $I=10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $v=0,04 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$  получен  $(h/d)_{\text{ИПР}} \approx 15 \div 20$  вместо  $\sim 150$ , как следует из (11), (12). Это, по-видимому, связано с рез-



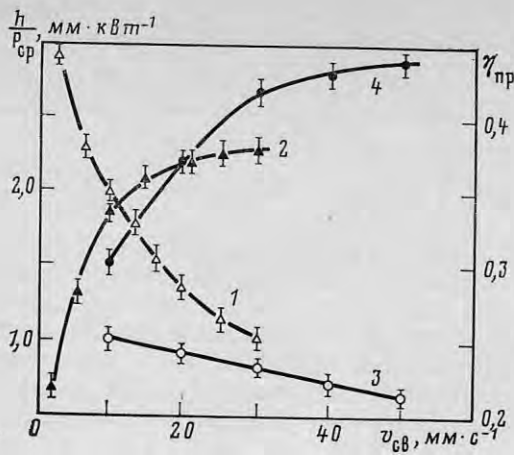


Рис. 6

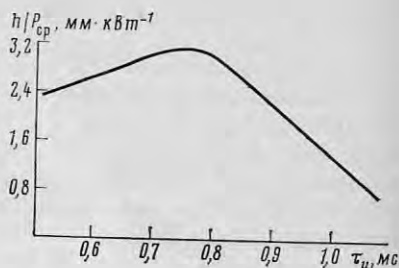


Рис. 7

Рис. 6. Зависимость проплавляющей способности и КПД проплавления в ИПР (кривые 1, 2) и в непрерывном режиме (кривые 3, 4)

Рис. 7. Зависимость проплавляющей способности в ИПР от длительности отдельного лазерного импульса (от частоты следования импульсов при постоянной скважности). Импульсная интенсивность воздействия  $I_{\text{имп}} \approx 10^6$  Вт·см $^{-2}$  ( $P_{\text{ср}}=3$  кВт,  $G=4$ ), оптимальная длительность импульса около 0,75 мс

ким падением  $\eta_{\text{пр}}$  и  $\eta_{\text{пр0}}$  за счет расплескивания расплава; отметим, что авторы обнаружили уменьшение  $\eta_{\text{пр}} \sim$  на порядок.

Выражения (3)–(11) основывались на интегральном рассмотрении процесса взаимодействия излучения с веществом при лазерной сварке. Анализ взаимодействия отдельного лазерного импульса с металлом в сварочной ванне позволяет привести простую оценку для скорости сварки, необходимой для получения заданного коэффициента формы шва. Поскольку при воздействии импульса длительности  $\tau_{\text{имп}}$  размер зоны расплава  $\sim \sqrt{\chi \tau_{\text{имп}}}$ , то глубина канала

$$h = \frac{\gamma d}{v} f \sqrt{4\chi \tau_{\text{имп}}}, \quad (13)$$

здесь  $\gamma \sim 1$  определяется распределением интенсивности в фокальном пятне. Из (13) с учетом  $f=1/G\tau_{\text{имп}}$  получаем оценку

$$v = \gamma \frac{d}{h} \sqrt{4f\chi/G} \quad (14)$$

т.е. для увеличения коэффициента формы шва необходимо уменьшение скорости сварки.

Для более тщательного определения оптимальных параметров ИПР при лазерной сварке был проведен следующий эксперимент. При проплавлении на ИПР стали ОХ18Н10Т изменялась по линейному закону частота следования импульсов  $f$  таким образом, чтобы на 1 мм шва изменение частоты составляло 1 Гц, а скважность ИПР и средняя мощность лазерного луча поддерживались постоянными (отметим, что подобный эксперимент принципиально возможен только с ЭИЛ с сеточным управлением). Далее сварные швы разрезались в продольном сечении по средней линии шва и изготавливались макрошлифы, по которым определялась проплавляющая способность  $(h/P_{\text{ср}})_{\text{ипр}}$ .

На рис. 7 приведена зависимость  $(h/P_{\text{ср}})_{\text{ипр}}$  от длительности импульса  $\tau_{\text{имп}}$  при скорости сварки  $2$  мм·с $^{-1}$  и  $G=4$ . Появление экстремума при  $\tau_{\text{имп}}=0,75$  мс связано с близостью этой величины к  $\tau_{\text{опт}}$  (см. (2), [12, 16]), при которой удельная энергия разрушения материала имеет минимум, а КПД проплавления соответственно максимален. Действительно, при  $\tau_{\text{имп}} < \tau_{\text{опт}}$ , т.е. при отсутствии испарения мал перенос расплава; при  $\tau_{\text{имп}} > \tau_{\text{опт}}$  увеличивается доля энергии, затрачиваемая на испарение,

и становится существенным влияние поглощения лазерного излучения пароплазменной фазой. Заметим, что  $\tau_{\text{опт}}$  определяется прежде всего интенсивностью лазерного излучения и слабо зависит от скорости сварки: при  $v=2 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$   $\tau_{\text{опт}}=0,75 \text{ мс}$ , при  $v=15 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$   $\tau_{\text{опт}}=0,9 \text{ мс}$ . Некоторое возрастание  $\tau_{\text{опт}}$  с увеличением скорости сварки связано с уменьшением средней температуры металла вблизи передней стенки канала [12].

Локальное рассмотрение в рамках отдельного импульса излучения подтверждает сделанное при выводе интегрального соотношения (3) предположение, что  $\eta_{\text{пр}}$  хорошо описывает энергетику процесса лазерной сварки при незначительных затратах на испарение и практически полном удалении расплава с передней стенки канала. В работе показано (см., например, рис. 7), что эти предположения соответствуют оптимальному использованию лазерного излучения в процессе сварки; невыполнение этих условий приводит к падению  $\eta_{\text{пр}}$ , т.е. к уменьшению основных параметров лазерной сварки — проплавляющей способности, коэффициента формы шва, КПД. Однако феноменологические соотношения (3)–(11) правильно описывают связь характеристик сварки при соответствующем уменьшении  $\eta_{\text{пр}}$ .

В заключение отметим следующее. Для эффективного проведения процесса сварки существует оптимальная мощность излучения. Представляется несколько перспективных способов применения лазеров высокой средней мощности для сварки. В ряде случаев полезно увеличение диаметра сварного шва, что позволит существенно снизить требования к подготовке стыкуемых кромок перед сваркой (увеличить величину допустимого зазора) и сваривать более толстые конструкции. Укажем также на возможность замены традиционного способа сферической фокусировки излучения на цилиндрическую геометрию, т.е. использовать фокусировку в сильно вытянутый эллипс с полуосями  $L$  и  $d$ ,  $L \gg d$ . Это позволит резко ( $\sim$  в  $L/d$  раз) увеличить скорость сварки при сохранении преимуществ, достигаемых в импульсно-периодическом режиме работы с малой скоростью.

Подведем итоги.

1. Процесс лазерной сварки даже в непрерывном режиме генерации излучения является периодическим по своей физической природе.

2. Применение импульсно-периодического воздействия вместо непрерывного приводит к увеличению эффективности процесса лазерной сварки. Значительное возрастание эффективности достигается при скорости сварки  $\leq 20 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$ .

3. Определены оптимальные параметры лазерного излучения, используемого для сварки: максимальные интенсивность и частота следования импульсов, минимальная их длительность.

4. Получены простые соотношения, с достаточной точностью описывающие связь основных характеристик процесса лазерной сварки в непрерывном и импульсно-периодическом режимах. Определены предельные параметры сварных швов.

5. Высокая эффективность лазерной сварки оптимальным образом реализуется при использовании электроионизационных лазеров, позволяющих осуществить гибкое программируемое и безынерционное управление средней мощностью, частотой и длительностью лазерных импульсов при малой расходуемости лазерного луча.

Авторы выражают благодарность И. М. Фадюшину, А. А. Лаврову, Ю. В. Петрову и Ю. М. Кусакину за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

#### Литература

1. Алексеев В. А., Бабаев И. К., Багдасаров З. Е., Басов Н. Г., Данильчев В. А. и др. Сварочное производство, 1979, № 9, с. 12.
2. Легозов В. С., Устинов Н. Д. Мощные лазеры и их применение. М.: Сов. радио, 1980.

3. Левин Г. И. Сварочное производство, 1980, № 9, с. 29.
4. Башенко В. В., Лопота В. А., Мигкевич Е. А., Голубев В. Л., Косырев Ф. К. и др. Электротехн. пром-сть. Электросварка, 1981, № 5, с. 3.
5. Seiaku M. Metal. Constr., 1982, v. 14, № 1, p. 41.
6. Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А., Сорока А. М., Югов В. И. Proc. 4th Intern. Conf. Lasers and Application. Лейпциг, ГДР, 1981.
7. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П. и др. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, с. 1224.
8. Мигкевич Е. А., Лопота В. А., Горный С. Г. Автомат. сварка, 1982, № 2, с. 22.
9. Башенко В. В., Горный С. Г., Лопота В. А., Мигкевич Е. А. Тр. ЛПИ. Сварочное производство, 1984.
10. Klemens P. G. J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 2165.
11. Fowler M. C., Smith D. C. J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 138.
12. Веденов А. А., Гладуш Г. Г., Дробязко С. В., Левченко Е. Б. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 47, с. 1473.
13. Данилычев В. А., Зворыкин В. Д. Тр. ФИАН, 1983, т. 142, с. 117.
14. Бергельсон В. И., Лосева Т. В., Немчинов И. В. ПМТФ, 1974, № 4, с. 22.
15. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П. и др. ДАН СССР, 1982, т. 266, с. 844.
16. Веденов А. А., Гладуш Г. Г., Дробязко С. В., Сенаторов Ю. М. Квантовая электрон., 1981, т. 8, с. 2154.
17. Патент США. 219—121. LM № 497124, 1976.
18. Бункин Ф. В., Прохоров А. М. УФН, 1976, т. 119, с. 425.
19. Лазеры в технологии/Под ред. Стельмаха М. Ф. М.: Энергия, 1975.
20. Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. В. Радиотехника, т. 12, М.: ВИНТИ, 1977.
21. Basov N. G., Glotov E. P., Danilychev V. A., Smirnov Yu. N., Soroka A. M., Yegov V. I. Proc. Intern. Conf. on Lasers' 81, USA, 1981, p. 611.
22. Басов Н. Г., Бабаев И. К., Данилычев В. А. и др. Квантовая электрон., 1979, т. 6, с. 772.
23. Аверин А. П., Басов Н. Г., Глотов Е. П., Данилычев В. А. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, т. 43, с. 1519.