

## Физика плазмы и плазменные методы

УДК 535.2

### Подавление нежелательного эффекта плазменного плавления боковых стенок скважины при лазерном сверлении

В.Н. Токарев, Е.А. Чешев, Т.В. Малинский, Ю.В. Хомич, В.А. Ямщиков,  
Ю.А. Железнов, В.В. Безотосный, В.Г. Артемов

*Предлагается простая теоретическая модель нагрева боковых стенок скважины лазерной плазмой при лазерном многоимпульсном сверлении высокоаспектных микроотверстий (диаметром в несколько десятков микрон) в металлах, полупроводниках и керамиках. Для проверки адекватности модели проводится ее сравнение с ранее полученными эмпирическим путем методами, позволяющими улучшить результаты сверления. На основе модели даются также новые рекомендации по подавлению, или, по крайней мере, минимизации плавления боковых стенок плазменным нагревом.*

PACS: 52.38.Mf, 52.25.Os, 42.62.Cf

Ключевые слова: лазерное сверление, лазерная абляция, плазма, высокоаспектные микроотверстия, плазменное плавление

#### Введение

При лазерном сверлении мы часто имеем дело с глубоким узким отверстием с отношением длины отверстия  $L$  к его диаметру  $d$  (так называемым „аспектным отношением»)  $L/d \gg 1$ . Удаление материала из глубокого узкого отверстия имеет ряд существенных особенностей по сравнению с абляцией из мелкого пятна.

Поглощение падающего лазерного пучка в плазменном факеле изменяет распространение и поглощение излучения в отверстии. Значительная часть (более 80%) падающего излучения не достигает дна отверстия, а преобразуется за счет поглощения плазмы в энергию факела. Плазменный поток, движущийся из отверстия

наружу, за его пределы, является новым дополнительным источником энергии, действующим на боковые стенки скважины другим образом по сравнению с прямым поглощением лазерного пучка стенками, и может рассматриваться как вторичный источник нагрева отверстия, который менее интенсивен, чем лазерный импульс, но намного более длителен.

Этот новый низкоинтенсивный источник может привести к формированию значительного слоя расплава на боковых стенках [1–3], уменьшая качество пикосекундной и наносекундной лазерной обработки. Особенно разительные изменения профиля отверстия имеют место около входа в отверстие, где во многих случаях образуется широкая воронка в несколько раз большего диаметра, чем геометрический размер лазерного пучка, а за счет увеличения объема расплава, вытолкнутого по стенкам скважины ко входу в отверстие, существенно вырастает в размерах бруствер из затвердевшего материала по границе входа в скважину, принимая форму вулкана. Значительно возрастает также и зона теплового влияния вокруг стенок скважины [4]. В то же время энергия, достигающая дна отверстия, падает, что приводит к существенному уменьшению глубины удаляемого за импульс материала, т.е. скорости сверления. При сверлении таких материалов, как кремний, металлы и сплавы, влияние плазмы приводит во многих случаях к формированию отверстий, неизбежно сходящихся в глубину материала по всей их длине, хотя теоретическая модель, развита без учета плазменных эффектов нагрева [5,

Токарев Владимир Николаевич, вед. научн. сотрудн.

Артемов Василий Георгиевич, зав. лабораторией.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

Безотосный Виктор Владимирович, вед. научн. сотрудн.

Чешев Евгений Анатольевич, вед. научн. сотрудн.

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН.

Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53.

Ямщиков Владимир Александрович, зав. лабораторией.

Железнов Юрий Анатольевич, зав. лабораторией

Хомич Юрий Владиславович, инженер.

Малинский Тарас Владимирович, ст. научн. сотрудн.

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН.

Россия, 191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18.

Тел. (499) 1351195. E-mail: tm2@newmail.ru

Статья поступила в редакцию 20 октября 2013 г.

© Токарев В.Н., Чешев Е.А., Малинский Т.В., Хомич Ю.В., Ямщиков В.А., Железнов Ю.А., Безотосный В.В., Артемов В.Г., 2013

б), показывает, что возможно сверление не только сходящихся в глубину отверстий, но также цилиндрических или расходящихся в глубину.

Можно ожидать, что при высоких плотностях лазерной энергии (порядка  $1000 \text{ Дж/см}^2$ ) доминирует механизм излучательной передачи энергии от плазмы к боковым стенкам. При этом плазма излучает основную часть своей энергии в вакуумном ультрафиолете (ВУФ), экстремальном УФ, либо мягком рентгене в зависимости от температуры плазмы [3, 7], во всех этих областях спектра материалы эффективно поглощают. Тогда как при относительно низких плотностях энергии (приблизительно,  $3\text{--}500 \text{ Дж/см}^2$ ) доминирующим является перенос энергии на стенки за счет осаждения аблированного материала и рекомбинации плазмы на них.

В данной работе мы предлагаем простую теоретическую модель нагрева боковых стенок скважины лазерной плазмой при лазерном многоимпульсном сверлении высокоаспектных микроотверстий диаметром в несколько десятков микрон в металлах и полупроводниках. На этой основе мы даем рекомендации по подавлению, или, по крайней мере, минимизации плавления боковых стенок плазменным нагревом и за счет этого — уменьшения отклонения профиля скважины от профиля, предсказанного упомянутой выше „бесплазменной“ моделью [5, 6].

### Модель плазменного нагрева и плавления боковых стенок

Пусть  $E$  — падающая на сверлимое отверстие энергия лазерного импульса. Поскольку мы намерены узнать условия, обеспечивающие, в частности, получение цилиндрических отверстий, то предполагаем заранее для упрощения оценок, что отверстие в результате сверления имеет форму цилиндра длиной  $L \leq L_{\max}$  (где  $L_{\max}$  — толщина пластины, которую требуется просверлить) и диаметром  $d = 2r_0$ , практически постоянным по длине отверстия (рис. 1). Полагаем, что подлежащий сверлению образец расположен позади перетяжки сфокусированного лазерного пучка, что является одним из условий получения цилиндрической скважины, по крайней мере, в бесплазменной модели, как было найдено ранее в [5], Лазерное пятно может покрывать весь диаметр отверстия, например, в случае многоимпульсного сверления неподвижным пучком — так называемого „перкуссионного“ сверления (рис. 1, а) — или только часть входного отверстия, как это происходит в случае так называемого „спирального“ сверления, при котором пучок движется по спиральной траектории по дну обрабатываемой зоны, диаметр которой меньше диаметра пучка (рис. 1, б).

Запишем энергию лазерной абляционной плазмы, созданной в отверстии, в виде  $E_p = K_{LP}E$ , где  $K_{LP}$  — коэффициент преобразования лазерной энергии  $E$  в энергию плазмы  $E_p$ , а энергию, потраченную плазмой на нагрев боковых стенок отверстия, обозначим как  $E_H = K_{PH}E_p$ , где  $K_{PH}$  — коэффициент преобразования плазменной энергии  $E_p$  в энергию нагрева боковых стенок  $E_H$ . Таким образом,

$$E_H = K_{LP}K_{PH}E. \quad (1)$$

Отношение поверхности боковых стенок отверстия с практически цилиндрической формой  $S_{sw} = \pi dL$  к площади дна отверстия  $S_b = \pi d^2/4$  составляет  $S_{sw}/S_b = 4L/d$ . Для высокоаспектных отверстий (т.е. с  $L/d \gg 1$ ) получим:  $S_{sw}/S_b \gg 1$ . Для полной площади поверхности стенок  $S$  можно тогда записать:

$$S = S_{sw} + S_b \approx S_{sw}. \quad (2)$$

Для упрощения используем в модели, что энергия плазменного нагрева распределена однородно по внутренней поверхности отверстия. Тогда плотность энергии нагрева  $F_H = E_H/S$ , принимая во внимание (1) и (2), составит:

$$F_H = \frac{K_{LP}K_{PH}E}{\pi dL}. \quad (3)$$

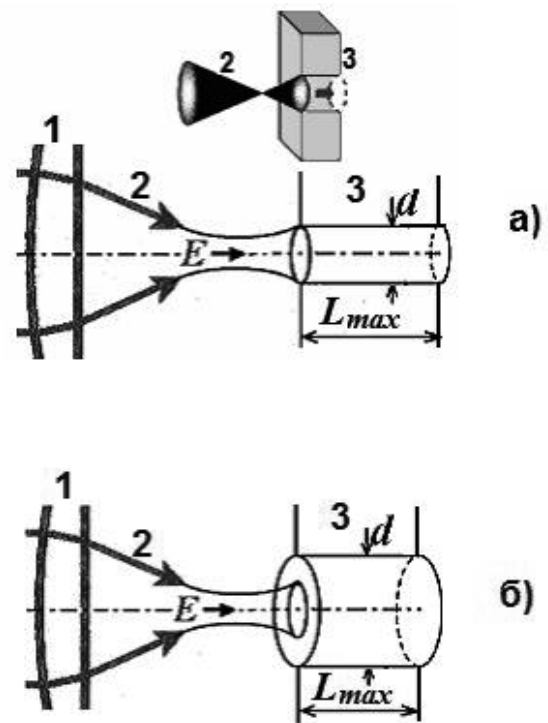


Рис. 1. Схема, объясняющая основные параметры модели плазменного нагрева при сверлении неподвижным (а) и подвижным (б) пучком: 1 — фокусирующая линза; 2 — лазерный пучок с энергией падающего импульса  $E$ ; 3 — образец в виде пластины толщиной  $L_{\max}$  и диаметром создаваемого лазерным сверлением отверстия  $d$ .

Длительность  $t_p$  этого плазменного источника нагрева можно оценить как  $t_p = L/v_p$ , где  $v_p$  — средняя скорость распространения плазмы от дна ко входу в отверстие. Для  $L = L_{\max} = 300$  мкм и  $v_p = (0,5-2) \cdot 10^6$  см/с получим следующий порядок величины:  $t_p = 15-60$  нс. При облучении в тяжелом газе, таком, как аргон или воздух, плазменный факел замедляется, распространяясь ото дна ко входу в отверстие, и существенная длина факела остается более длительное время внутри глубокого отверстия. Это может дать увеличение  $t_p$  до 100–200 нс [8]. С другой стороны, при облучении в вакууме или в легком газе, таком, как гелий, практически не происходит замедления распространения плазменного факела, и  $t_p$  уменьшается по сравнению с облучением в воздухе или аргоне. Таким образом, нагрев боковых стенок отверстия плазмой имеет продолжительность в несколько десятков или даже сотен наносекунд, хотя падающий на отверстие импульс лазерного излучения может быть намного короче, например, 10 пс или 20 нс.

Пороговая плотность энергии для плавления материала стенок для такого источника с длительностью  $t_p$  (если принять для оценок, что он имеет прямоугольную временную форму) аналогично формулам (4) и (5) из работы [9] составляет:

$$F_m(t_p) = \delta(t_p) \rho [C(T_m - T_i) + L_m], \quad (4)$$

где  $\delta(t_p)$  имеет физический смысл эффективной толщины слоя, в котором происходит выделение энергии плазменного нагрева в материале во время импульса длительностью  $t_p$  а  $\rho$ ,  $C$ ,  $T_m$ ,  $T_i$ ,  $L_m$  — плотность, удельная теплоемкость, температура плавления, начальная температура и скрытая теплота плавления материала, соответственно. Если длина тепловой диффузии в течение длительности импульса превосходит эффективную глубину поглощения излучения плазмы, т.е.  $(\chi t_p)^{1/2} > 1/\gamma_p$ , где  $\chi$  — температуропроводность материала, а  $\gamma_p$  — некоторый эффективный коэффициент поглощения материалом излучения плазмы, то мы имеем случай так называемого поверхностного нагрева. Тогда в (4) надо положить  $\delta = \delta_p$ , где работа [9] определяет:

$$\delta_p(t_p) = \frac{1}{2}(\pi \chi t_p)^{1/2}. \quad (5)$$

Вычисление, например, при  $t_p = 100$  нс с учетом параметров кристаллического кремния, имеющих значение  $C = 0,88$  Дж/(г·К),  $\rho = 2,3$  г/см<sup>3</sup>,  $\chi = 0,15$  см<sup>2</sup>/с,  $L_m = 1,79 \times 10^3$  Дж/г,  $T_m = 1414$  °С и начальной температуры  $T_i = 20$  °С дает из (5) оценку:

$$\delta(t_p) = 1070 \text{ нм}, F_m(t_p) = 0,75 \text{ Дж/см}^2. \quad (6)$$

Для плотностей энергии плазменного нагрева  $F_H$  ниже порога плавления  $F_m(t_p)$ , т.е.  $F_H < F_m(t_p)$ ,

нежелательный в данном случае эффект плавления боковых стенок за счет плазменного нагрева отсутствует. После подстановки в последнее неравенство выражения (3) для  $F_H$  оно принимает форму:

$$\frac{K_{LP} K_{PH} E}{\pi d L} < F_m(t_p). \quad (7)$$

Это неравенство можно переписать как условие для ограничения падающей на отверстие энергии лазерного импульса  $E$ :

$$E < E_{\max}, \quad \text{где } E_{\max} = \frac{\pi d L F_m(t_p)}{K_{LP} K_{PH}}. \quad (8)$$

Численная оценка  $E_{\max}$  по этой формуле при использовании величины  $F_m(t_p)$  из (6),  $K_{LP} = K_{PH} = 1$  (т.е. для наихудшего случая полного преобразования лазерной энергии в плазменную энергию и затем в энергию нагрева боковых стенок) и для сквозного сверления отверстия диаметром  $d = 20$  мкм в кремниевой пластине толщиной  $L = L_{\max} = 300$  мкм дает:  $E_{\max} = 140$  мкДж.

Пусть  $L^*$  — эффективная длина факела от дна, на протяжении которой он передает аблированную массу и тепло на боковые стенки при его нахождении целиком внутри скважины. Существование такого параметра подтверждает тот экспериментальный факт, что скорость абляции для наносекундных и более коротких импульсов резко падает при достижении скважиной глубины около 120–140 мкм. В этом случае факел в силу его конечной длины  $L^*$ , не превосходящей указанных 120–140 мкм, не достигает выхода из скважины, и поэтому практически вся аблированная масса остается в скважине, оседая на ее боковых стенках. Таким образом, можно положить для оценок, что  $L^* \approx 140$  мкм. Как можно видеть из (8), величина  $E_{\max}$  уменьшается для малых  $L$ , т.е. для отверстия глубиной  $L^* < L_{\max}$  следует  $E_{\max}(L^*) < E_{\max}(L_{\max})$ .

Рассмотрим теперь другую ситуацию, когда длина скважины  $L$  во время сверления меньше вышеупомянутой величины  $L^*$ . Тогда факел может выйти за пределы такого короткой скважины, и, таким образом, потерять основную часть своей энергии вне отверстия. Формально это означает, что коэффициент преобразования энергии плазмы в энергию нагрева боковых стенок отверстия  $K_{PH}$  становится  $< 1$ , или даже  $\ll 1$ . Следовательно, формальное уменьшение  $E_{\max}$  согласно формуле (7) из-за малого  $L$  может быть компенсировано увеличением  $E_{\max}$  вследствие малости  $K_{PH}$ , поскольку  $E_{\max}$  обратно пропорционально  $K_{PH}$ .

Из сравнения этих двух примеров, когда  $L < L^*$  (или  $L \ll L^*$ ) и, наоборот,  $L \geq L^*$ , можно видеть, что ситуация, когда длина скважины во время многоимпульсного сверления проходит через

величину  $L^*$ , может быть „узким местом“ сверления, поскольку в этом случае ограничение на падающую энергию становится самым строгим, а именно,  $E_{\max}$  принимает минимальное значение. Подстановка  $L = L^* = 140$  мкм в (8) дает тогда окончательно ограничение на энергию импульса в виде:

$$E < E_{\max}, \quad \text{где } E_{\max} = \frac{\pi d L F_m(t_p)}{K_{LP} K_{PH}} \quad (9)$$

что численно при подстановке сюда  $d = 20$  мкм,  $L^* = 140$  мкм,  $F_m(t_p)$  из (6) и  $K_{LP} = K_{PH} = 1$  (т.е. для наихудшего случая полного преобразования лазерной энергии в плазменную энергию и затем в энергию нагрева боковых стенок) дает:

$$E < E_{\max} = 66 \text{ мкДж.} \quad (10)$$

Для прямоугольного распределения пучка на передней поверхности и многоимпульсно-го сверления неподвижным пучком, показанных на рис. 1, а, когда пучок покрывает всю площадь входного отверстия, ограничение (9) для падающей энергии лазерного импульса может быть переписано в терминах падающей плотности энергии  $F_{\max} = E_{\max} / (\pi d^2 / 4)$ :

$$F < F_{\max}, \quad \text{где } F_{\max} = \frac{4L \cdot F_m(t_p)}{d K_{LP} K_{PH}}. \quad (11)$$

Для гауссова распределения пучка на передней поверхности образца при многоимпульсном сверлении (см. рис. 1, а) аналогичная оценка максимальной допустимой падающей лазерной плотности энергии должна принять во внимание, что согласно полученным в [5, 6] результатам, радиус отверстия  $r_0$  для сверления отверстия близко к цилиндрическому, примерно равен гауссову радиусу пучка  $r_{1/e^4}$ , измеренному на уровне  $(1/e^4)$  спада интенсивности по радиусу от оси пучка. Тогда после простого интегрирования переменной гауссовой плотности энергии по радиусу пучка и используя выражение (8) для  $E_{\max}$ , получим аналогичное (11) ограничение для плотности энергии в центре гауссова пучка на передней поверхности материала  $F_0$ :

$$F_0 < F_{0\max}, \quad \text{где } F_{0\max} = \frac{16L \cdot F_m(t_p)}{d K_{LP} K_{PH}}. \quad (12)$$

Ранее в рамках модели [5, 6], не учитывающей плазменные эффекты, было показано, что существуют оптимальные плотности лазерной энергии  $F_{\text{opt}}$ , обеспечивающие получение отверстий, близких к цилиндрическим. С учетом предлагаемой модели, принимающей во внимание плазменный нагрев, такой практически цилиндрический профиль отверстия не будет искажен, если при сверлении с требуемой для этого плотностью лазерной энергии  $F_{\text{opt}}$  не будет плазменного плавления боковых стенок, т.е. если  $F_{\text{opt}}$  не превосходит

установленного нами выше в (11) и (12) максимального предела для отсутствия плавления. Эти условия в форме  $F_{\max} / F_{\text{opt}} > 1$  для прямоугольного пучка и  $F_{0\max} / F_{\text{opt}} > 1$  для гауссова пучка, с учетом выражений (11) для  $F_{\max}$  и (12) для  $F_{0\max}$ , принимают вид безразмерного критерия:

$$1) \text{ для прямоугольного пучка} \quad \frac{4L \cdot F_m(t_p)}{d K_{LP} K_{PH} F_{\text{opt}}} > 1; \quad (13)$$

$$2) \text{ для гауссова пучка.} \quad \frac{16L \cdot F_m(t_p)}{d K_{LP} K_{PH} F_{\text{opt}}} > 1. \quad (14)$$

Такой критерий показывает в явной и прозрачной форме, что для подавления плазменного нагрева и одновременно получения при сверлении цилиндрических отверстий предпочтительны условия, которые увеличивают отношение в левой части неравенств (13) или (14) и тем самым улучшают их выполнение, т.е. выбор для облучения пятен малого диаметра  $d$ , выбор режимов облучения, обеспечивающих уменьшение коэффициентов  $K_{PH}$ ,  $K_{LP}$ , а также малые рабочие плотности лазерной энергии  $F_{\text{opt}}$ , требуемые для получения цилиндрических отверстий в рамках модели, не учитывающей плазменные эффекты.

### Проверка адекватности модели

Разработанная нами модель позволяет объяснить на научной основе ряд известных, полученных ранее эмпирическим путем способов улучшения результатов лазерного сверления. К ним относятся следующие приемы.

1) Выбор лазера с длиной волны, обеспечивающей низкое поглощение плазмы [2].

2) Использование вакуума или гелия вместо атмосферы [10], использование достаточно высокой частоты повторения импульсов ( $> 4$  кГц) [11] — для более свободного движения плазменного факела из скважины.

3) Использование электрического поля [12] или газовой струи [13] для эффективного удаления аблированного материала в виде пара, капель и осколков из рабочей зоны.

4) Сверление в две стадии — сначала сверление предварительного сквозного отверстия меньшего, чем требуется диаметра, а затем уже сверление отверстия необходимого диаметра [14].

Наша модель универсальным образом объясняет полезное действие этих мер тем, что все они обеспечивают формальное уменьшение коэффициентов  $K_{LP}$  и/или  $K_{PH}$ , т.е. уменьшение эффекта плазменного нагрева и плавления боковых стенок отверстия, что дает увеличение максимальных разрешенных плотностей энергии  $F_{\max}$  и  $F_{0\max}$  в соотношениях (11) и (12).

### Новые рекомендации на основе модели по подавлению плавления боковых стенок плазменным нагревом и улучшению качества сверления

Разработанная модель позволяет дать новые рекомендации по подавлению боковых стенок плазменным нагревом, позволяющие улучшить качество отверстия. Рассмотрим обработку кремниевых пластин.

Для упомянутых выше при получении оценок (6) параметров кристаллического кремния для многоимпульсного сверления микроотверстий, в частности, диаметром 20 мкм, при использовании ограничения (9) для падающей лазерной энергии из выражений (11) и (12) получим ограничение рабочих плотностей лазерной энергии на уровне  $< 21$  Дж/см<sup>2</sup> для прямоугольного пучка и  $< 84$  Дж/см<sup>2</sup> для гауссова пучка.

Для пикосекундных лазерных импульсов [например, (10 пс, 532 нм) и (10 пс, 355 нм)], указанные выше ограниченные плотности энергии оказываются достаточными для получения высокоаспектных отверстий с высокой цилиндричностью, меньшим размером разбрызганных капель расплава, уменьшением до незначительной степени количества затвердевшего расплава на передней поверхности образца и по границе входа в отверстие, а также уменьшения зоны теплового влияния вокруг стенок отверстия в кремниевых пластинах.

Для наносекундных лазерных импульсов использование лазерных импульсов с плотностями энергии, подчиняющимися во избежание плазменного плавления боковых стенок упомянутым выше ограничениям для прямоугольного и гауссова пучка, соответственно, не позволяет во многих случаях для кремния получить высокоаспектные микроотверстия с высокой цилиндричностью и с указанными выше диаметром и глубиной. При этом использование более высоких плотностей лазерной энергии сопровождается значительным плавлением боковых стенок из-за плазменного нагрева и, как следствие, существенным ухудшением качества сверления из-за слишком обильного расплава. Для повышения качества сверления в этом случае могут быть полезными как ранее предложенные (перечисленные выше) меры, так и ряд новых способов.

### Уменьшение длительности импульса вместе с увеличением коэффициента поглощения материала

Уменьшение длительности импульса вместе с увеличением коэффициента поглощения материала  $\gamma$  (т.е. уменьшением глубины поглощения  $1/\gamma$ )

путем надлежащего выбора длины волны лазера. Для кремния  $\gamma$  значительно возрастает для длин волн в УФ-области, таких как длины волн эксимерных и твердотельных лазеров — 193, 248, 266, 308 и 355 нм [15]. Увеличение  $\gamma$  может быть получено также путем высокопоглощающего допирования материала, как в случае полимеров [16]. Оценки для кремния показывают, что использование вместо импульсов с длительностью 17 нс импульсов с длительностью 10 пс дает уменьшение порога удаления материала с боковых стенок скважины  $F_{st}$  в 5 раз для  $\lambda = 532$  нм и приблизительно в 12 раз для  $\lambda = 355$  нм. Соответствующее уменьшение получают и величины  $F_{opt}$ , поскольку, согласно [5, 6], они прямо пропорциональны  $F_{st}$ .

Отметим, что укорочение импульса имеет и другой полезный эффект. При лазерной обработке металлов и полупроводников импульсами короче 10 пс в удаляемом из скважины материале доминирующей становится доля в виде капель расплава [17]. Это экспериментальное наблюдение можно объяснить как реализацию так называемого фотомеханического механизма абляции, когда расплав удаляется с поверхности взрывным образом из-за ее сильного ускорения, вызванного быстрым лазерным нагревом, в виде мелких капель, распыляемых с боковых стенок, главным образом, в направлении поперек этим стенкам [18] (пример реализации такого механизма абляции для случая полимеров дается в [19]). Поскольку диаметры этих капель сопоставимы с толщиной расплава на стенках, то так же, как и глубина расплава, они, более, чем на порядок величины уменьшаются с укорочением длительности импульса и уменьшением глубины поглощения, т.е. становятся порядка 10 нм для указанных импульсов короче 10 пс вместо около 500–1000 нм для наносекундных импульсов. За счет такого распыления расплава соответственно уменьшается его другая, „продольная“ компонента, обусловленная течением расплава вдоль стенок [18] за счет градиента давления и увлекающего эффекта движущейся наружу скважины лазерной плазмы. Именно эта „продольная“ компонента расплава главным образом ответственна за нежелательное формирование характерного бруствера из затвердевшего материала на входе в отверстие. Поэтому уменьшение этой компоненты приводит к соответствующему эффекту уменьшения бруствера, в особенности, для импульсов короче 10 пс.

### Заключение

В данной работе на основе разработанной теоретической модели многоимпульсного лазерного сверления глубоких высокоаспектных микроот-

верстий (с диаметрами 20–40 мкм) с боковыми стенками, близкими к цилиндрическим, предложен метод устранения нежелательного эффекта плавления боковых стенок скважины лазерной плазмой, сильно ухудшающего результаты многоимпульсного лазерного сверления. Результаты работы позволяют найти оптимальные параметры излучения (плотность энергии, длительность импульса, длину волны и др.) для получения результатов сверления высокого качества, т.е. сквозных высокоаспектных микроотверстий с параллельными боковыми стенками и с минимизированной зоной теплового влияния.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 8624 от 01.10.2012 г.).*

### Литература

1. Кононенко Т.В. и др. // Квант. Электр. 1999. Т. 28. № 8. С. 167.
2. Chang J.J. et al. // J. Laser Appl. 1998. V. 10. No. 6. P. 285
3. Paul S. et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. No. 4. P. 043106
4. Luft A. et al. // Appl. Phys. A. 1996. V. 63. No. 2. P. 93
5. Tokarev V.N. et al. // Appl. Phys. A. 2002. V. 76. No. 3. P. 385
6. Токарев В.Н. // Квант. Электр. 2006. Т. 36. С. 624
7. Гарнов С.В. и др. // Квант. Электр. 1998. Т. 25. С. 45
8. Kraus M. et al. // J. Laser Micro/Nanoeng. 2008. V. 3. P.129
9. Tokarev V.N., Kaplan A.F.H. // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. No. 5. P. 2836
10. Preuss S., Demchuk A., Stuke M. // Appl. Phys. A. 1995. V. 61. No. 1. P. 33
11. Басиев Т.Т. и др. // Квант. Электр. 2007. Т. 37. С. 956
12. Klimentov S.M. et al. // Laser Phys. 2008. V. 18. No. 6. P. 774
13. Bado P., Clark W., Said A. Introduction to Micromachining. 2007. Version 2.3, Clark-MXR.
14. Tan B. // J. Micromech. Microeng. 2006. V. 16. No. 1. P. 109.
15. Philipp H.R., Taft E.A. // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 37
16. Chuang T.J., Hiraoka H., Mödl A. // Appl. Phys. A. 1988. V. 45. No. 4. P. 277
17. Weck A. et al. // Appl. Phys. A. 2008. V. 90. P. 537
18. Tokarev V.N., Kaplan A.F.H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 1526
19. Lazare S., Tokarev V., Sionkowska A. et al. // Appl. Phys. A. 2005. V. 81. P. 465

## Elimination of undesirable effect of plasma melting side walls in laser drilling deep keyholes

V.N. Tokarev<sup>1</sup>, E.A. Cheshev<sup>3</sup>, T.V. Malinskiy<sup>2</sup>, Yu.V. Khomich<sup>2</sup>,  
V.A. Yamschikov<sup>2</sup>, Yu.A. Zheleznov<sup>2</sup>, V.V. Bezotosny<sup>3</sup>, and V.G. Artemov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences  
38 Vavilov Str., Moscow, 119991, Russia

<sup>2</sup>Institute for Electrophysics and Electric Power of the Russian Academy of Sciences,  
18 Dvortzovaya Naberezhnaya, Saint Petersburg, 191186, Russia,  
E-mail: tm2@newmail.ru

<sup>3</sup>P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences,  
53 Leninski Prospekt, Moscow, 119991, Russia

*Simple theoretical model of the side walls heating by the laser plasma in multipulse laser drilling of high aspect ratio microholes (with diameter of several tens of microns) in metals and semiconductors is proposed in the present paper. To test the adequacy of the model the comparison of obtained theoretical predictions with the previously known empirical methods for improving drilling results is carried out. Based on the model some new recommendations for suppressing or at least minimizing side walls melting by laser plasma heating are also proposed.*

PACS: 52.38.Mf, 52.25.Os, 42.62.Cf

Keywords: laser drilling, laser ablation, keyhole, plasma, high aspect ratio, melting