

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 533.9;621.921

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПЛАЗМОТРОНА ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ АЛМАЗНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ТВЕРДОСПЛАВНЫЙ РЕЖУЩИЙ ИНСТРУМЕНТ

© 2023 г. А. Ф. Глова^а, *, И. Д. Клочков^а, А. Ю. Лысыков^а,
Л. И. Князева^а, А. Н. Кириченко^а, В. А. Барсук^а

^аАО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва, 108840 Россия

*E-mail: afglova@triniti.ru

Поступила в редакцию 11.07.2022 г.

После доработки 15.07.2022 г.

Принята к публикации 22.07.2022 г.

Измерены пространственные распределения температуры электронов и интенсивности свечения молекулярного комплекса C_2 в плазменной струе непрерывного оптического разряда в режиме лазерного плазмотрона, поддерживаемого излучением непрерывного CO_2 -лазера и работающего на смеси Ag с молекулярными добавками. Получены алмазные покрытия на режущих вставках токарного резца из твердого сплава ВК8, проведена диагностика покрытий.

Ключевые слова: лазерный плазмотрон, интенсивность излучения, пространственное распределение, алмазное покрытие, режущий инструмент

DOI: 10.56304/S2079562922050165

1. ВВЕДЕНИЕ

Сочетание таких свойств алмаза, как максимальная среди известных материалов твердость, высокая теплопроводность и малый коэффициент трения, имеет несомненные перспективы для применения изделий с алмазным покрытием во многих областях науки и техники и является стимулом для поиска новых и развития существующих методов осаждения данных покрытий. Одним из таких методов является химический метод осаждения в плазме непрерывного оптического разряда в режиме лазерного плазмотрона, впервые продемонстрированный в работе [1]. Использовалась смесь рабочих газов CH_4 и H_2 с плазмообразующим газом Хе или Ag, осаждение велось на плоские подложки из вольфрама и молибдена. Метод позволяет осуществлять синтез покрытия в отсутствие вакуумной камеры, исключить посторонние включения в нем в виде продуктов эрозии электродов и работать при атмосферном (и выше атмосферного) давлении, что приводит к увеличению скорости роста покрытий.

Целью данной работы является применение метода лазерного плазмотрона для осаждения алмазных покрытий на твердосплавный инструмент в виде режущих вставок токарного резца из сплава ВК8 и диагностика плазмы оптического разряда в плазменной струе плазмотрона.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Лазерный луч 1 непрерывного CO_2 -лазера 2 проходит через телескоп 3 и после отражения от поворотного зеркала 4 поступает в плазмотрон, установленный в реакционной камере 5. Управление работой лазера осуществляется блоком управления 6, соединенным с персональным компьютером. Для охлаждения лазера и блока управления используется холодильник 7 с очищенной от примесей водой, циркулирующей по замкнутому контуру. Лазер, реакционная камера и другие элементы оптической схемы размещены на оптическом столе 8, развязанном от механических вибраций основания.

Основные параметры лазера: длина волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм, максимальная мощность излучения $P = 3.5$ кВт, радиус выходного пучка $r = 10$ мм, показатель качества пучка $M^2 = 1.05$, расходимость выходного излучения $\gamma = M^2\lambda/(\pi r) = 3.5 \cdot 10^{-4}$ рад.

Реакционная камера представляет собой полую не откачиваемую металлическую конструкцию, снабжена системой подачи аргона при небольшом по отношению к атмосферному избыточном давлении для вытеснения атмосферного воздуха перед началом работы, и имеет три фланца для размещения оптических элементов. В верхнем фланце установлена изготовленная из силвина

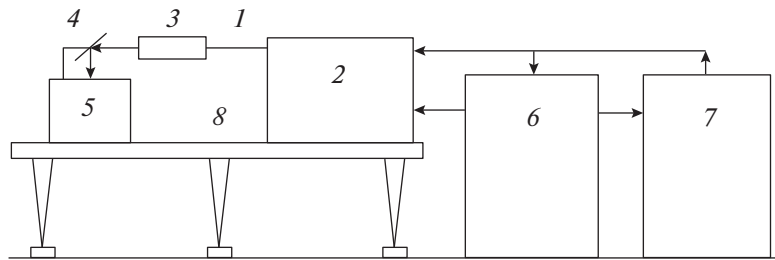


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – лазерный луч, 2 – непрерывный CO₂-лазер, 3 – телескоп, 4 – поворотное зеркало, 5 – реакционная камера, 6 – блок управления, 7 – холодильник, 8 – оптический стол.

линза плазмотрона, фокусирующая излучение в область минимального сечения соплового блока, который является выходной частью плазмотрона. Два других фланца расположены на противоположных вертикальных стенках камеры и служат для размещения окон из кварцевого стекла для вывода излучения плазменной струи плазмотрона при спектральных измерениях параметров плазмы и теплового излучения при измерении температуры поверхности облучаемой плазменной струей вставки резца. Вставка закреплена на массивной металлической оснастке для отвода избыточного тепла.

Инициирование оптического разряда происходит после подачи в плазмотрон рабочей смеси газов при атмосферном давлении. Основным является смесь Ag : H₂ : CH₄ = 1 : 0.07 : 0.0021, а также Ag без молекулярных добавок. Инициирование осуществляется за счет кратковременного введения вольфрамовой проволоочки в область фокуса линзы плазмотрона.

На рис. 2 приведены фрагменты зависимостей пороговой мощности поддержания разряда $P_{\text{пор}}$ в Ag и смеси Ag : H₂ : CH₄ = 1 : 0.07 : 0.0021 от скорости потока газа v вблизи фокуса линзы для двух

используемых в экспериментах линз с фокусным расстоянием $f = 150$ и 160 мм при увеличении телескопа $H = 2$. Условия фокусировки излучения представлены в табл. 1, где $\varphi = r_0/f$ – половинный угол фокусировки (здесь $r_0 = rH$ – радиус пучка после телескопирования), r_f – радиус фокального пятна, с учетом сферических aberrаций линзы вычисляемый по формуле [2]

$$r_f = \frac{a(2r_0)^3}{f^2} + \gamma_0 f, \quad (1)$$

где $a = 0.044$ – параметр линзы, $\gamma_0 = \gamma/H$ – расходимость излучения после телескопирования.

Зависимости 1, 2 на рис. 2 для Ag имеют общую особенность. Она состоит в наличии падающей и растущей ветвей и заключенной между ними минимальной мощности, и относится к т.н. длиннофокусным линзам, когда в отсутствие газового потока разряд неустойчив и гаснет по мере распространения в слабосфокусированном лазерном луче в сторону линзы. В аналогичных и более ранних экспериментах с Ag при атмосферном давлении [3, 4], а также в расчетах [5], было установлено, что таким линзам соответствуют половинные углы фокусировки излучения $\varphi \leq 0.125$ рад. Условия наших экспериментов для угла φ (табл. 1) близки к указанному критерию. Другой особенностью этих зависимостей является увеличение $P_{\text{пор}}$ вблизи минимума и правее минимума для $f = 150$ мм по сравнению с $f = 160$ мм. Она связана с увеличением из-за aberrаций радиуса фокального пятна r_f при уменьшении f (табл. 1), что при фиксированной пороговой интенсивности излучения на фронте разряда $I_{\text{пор}}$ и приводит к увеличению $P_{\text{thr}} \sim I_{\text{thr}} \pi r_f^2$.

Зависимость 3 для смеси Ag : H₂ : CH₄ = 1 : 0.07 : 0.0021 характеризуется заметным увеличением порогов по сравнению с Ag (зависимость 1) при одинаковых $f = 150$ мм. Этот эффект объясняется наличием пиков теплопроводности у молекулярных газов из-за их диссоциации при повышенных температурах [6]. Отметим, что в экспериментах со смесью положение фокуса относительно минимального сечения сопла отличалось от положения в экспериментах с Ag, что привело к увели-

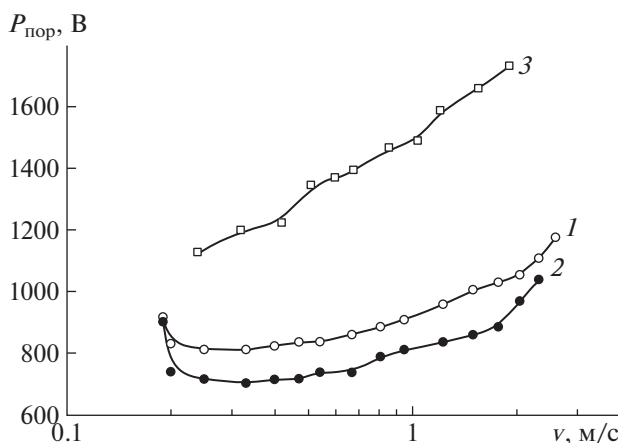


Рис. 2. Зависимости $P_{\text{пор}}$ от v при $H = 2$ для разряда в Ag (1, 2) и в смеси газов Ag : H₂ : CH₄ = 1 : 0.07 : 0.0021 (3) для $f = 150$ (1, 3) и 160 (2) мм.

Таблица 1. Условия фокусировки излучения

Фокусное расстояние линзы f , мм	Увеличение телескопа H	Половинный угол фокусировки $\varphi = r_0/f$, рад	Радиус фокального пятна r_f , мм
150	2	0.133	0.151
160	2	0.125	0.138

чению v при одинаковых значениях расхода примерно на 30%. Возросшая скорость требовала уменьшения расхода для получения падающей ветви на зависимости $P_{\text{пор}}$ от v , которая не была реализована из-за неустойчивой работы расхода-мера при малых расходах.

3. ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

3.1. Температура электронов

Для определения температуры электронов T_e в плазменной струе плазмотрона использовался метод, основанный на измерении отношения интенсивностей двух линий, принадлежащих атомам или ионам одного и того же элемента [7]:

$$T_e = - \frac{E_n - E_m}{k \ln \left(\frac{I_{ni} \lambda_{ni} g_m A_{mj}}{I_{mj} \lambda_{mj} g_n A_{ni}} \right)}, \quad (2)$$

где k —постоянная Больцмана; n, m — верхние уровни; i, j — нижние уровни; E, I, λ, g и A — энергия уровня, интенсивность перехода, длина волны излучения, статвес уровня и вероятность перехода, соответственно.

Схема измерений представлена на рис. 3. Плоское зеркало 4 выводится из схемы и изображение разряда с помощью сферического зеркала 1 строится в плоскости входной апертуры оптического волокна 2. Малая часть изображения, выделяемая входной апертурой, передается на вход малогабаритного спектрометра 3 с дифракционной решеткой. Спектр излучения выделенной области отображается на мониторе компьютера, соединенного с выходом спектрометра. Входная апертура оптического волокна закреплена на 2-х координатном механическом трансляторе. Значения интенсивности двух выбранных линий находятся при перемещении апертуры вдоль изображения разряда в осевом z и радиальном x направлении. При этом в каждой точке измерений вычитается фон, соответствующий сплошному спектру. Пространственное распределение T_e получается после подстановки в (2) найденных при абелизации сглаженных значений интенсивностей [8] и соответствующих величин E, g и A , взятых из [9].

Отсчет координат z и x начинается в точке 0 в центре струи, отстоящей от среза сопла на расстоянии 1 мм. Фокус линзы локализован на срезе сопла.

Перед измерениями T_e необходимо выбрать две линии, для которых отсутствует эффект пленения излучения, так как формула (2) справедлива для прозрачной плазмы. С этой целью были проведены следующие измерения.

При сфокусированном зеркале 4 в плоскости входной апертуры оптоволокну 2 формируется два наложенных друг на друга изображения разряда. Одно из них сформировано излучением разряда, обращенным в сторону зеркала 1, а второе — излучением, отраженным от зеркала 4. Обозначим интенсивность полученного суммарного спектра как I_Σ . Поворот зеркала 4 на небольшой угол позволяет развести два упомянутых изображения и получить спектр излучения, отраженного от зеркала 4 с интенсивностью I_4 . Разность интенсивностей $I_1^0 = I_\Sigma - I_4$ дает спектр с интенсивностью I_1^0 от изображения, сформированного излучением разряда, обращенным в сторону зеркала 1. При перекрытом зеркале 4, измеряемый спектр имеет интенсивность I_1 и также получается от изображения, сформированного излучением разряда, обращенным в сторону зеркала 1.

На рис. 4 представлена выборка из 10 линий спектра излучения разряда в аргоне с приведенными выше обозначениями интенсивности.

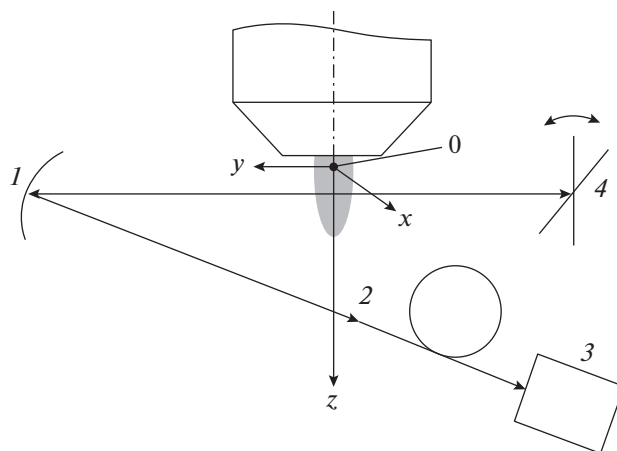


Рис. 3. Схема измерений температуры электронов: 1 — сферическое зеркало, 2 — оптическое волокно, 3 — малогабаритный спектрометр, 4 — плоское зеркало, 0 — начало системы координат.

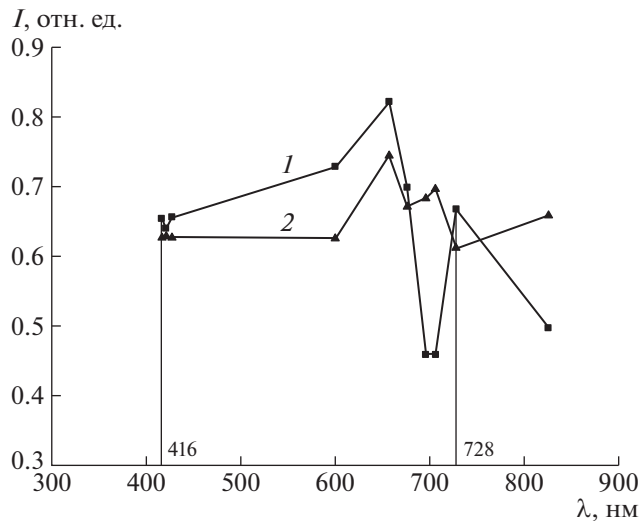


Рис. 4. Интенсивности 10 линий из спектра аргонной плазмы. $I = I_1^0 = I_\Sigma - I_4$ (1), $I = I_1$ (2).

Можно увидеть, что несколько линий имеют близкие значения I_1^0 и I_1 . Это означает, что для них отсутствует самопоглощение излучения, отраженного от зеркала 4. Для определения температуры электронов была выбрана пара линий с длинами волн $\lambda = 416$ нм ($E = 118407$ см $^{-1}$, $g = 5$, $A = 0.014 \cdot 10^8$ с $^{-1}$) и $\lambda = 728$ нм ($E = 107496$ см $^{-1}$, $g = 3$, $A = 0.018 \cdot 10^8$ с $^{-1}$). Такой выбор обусловлен тем, что, во-первых, эти линии хорошо видны и на спектрах разряда в смеси газов и, во-вторых, достаточно широкий энергетический интервал между линиями приводит к повышению точности определения T_e .

3.1.1. Разряд в аргоне. На рис. 5 показана измеренная зависимость T_e от продольной координаты z при $x = 0$ для разряда в Ag при фокусном расстоянии линзы плазмотрона $f = 160$ мм ($\varphi = 0.125$ рад), давления газа $p = 1$ атм, скорости потока газа $v = 9.5$ м/с и вводимой в разряд мощности $P = 1470$ Вт.

Оценим точность определения T_e . Продифференцировав выражение (2), получаем

$$\frac{\delta T_e}{T_e} = \frac{k T_e}{E_n - E_m} \frac{\delta(I_{ni}/I_{mj})}{I_{ni}/I_{mj}}. \quad (3)$$

Интенсивности линий находились путем усреднения большого (~ 10) числа измерений и точность определения их отношения мы оцениваем как $\delta(I_{ni}/I_{mj}) = 0.1$. С учетом $I_{ni}/I_{mj} \sim 1$ и $E_n - E_m = 10917$ см $^{-1}$, из (3) имеем

$$\frac{\delta T_e}{T_e} \approx 0.65 \times 10^{-5} T_e [\text{K}]. \quad (4)$$

Например, для $T_e = 24000$ К из (4) находим $\delta T_e/T_e = 0.156$ или $\delta T_e/T_e \approx \pm 8\%$. С учетом достиг-

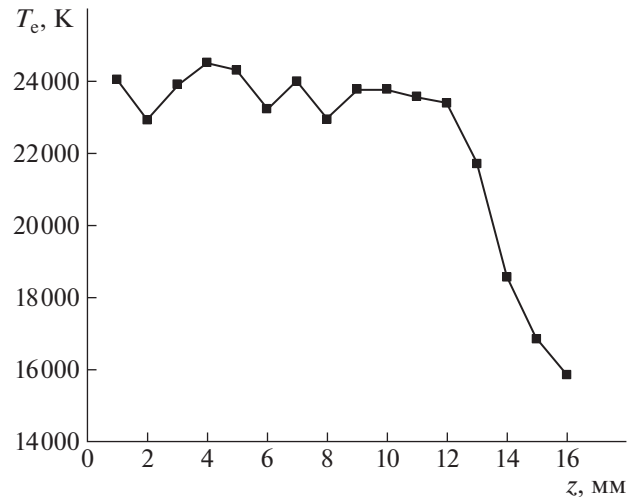


Рис. 5. Зависимость T_e от z при $x = 0$ для разряда в Ag. $f = 160$ мм ($\varphi = 0.125$ рад), $p = 1$ атм, $v = 9.5$ м/с, $P = 1470$ Вт.

нутой точности измерений зависимость на рис. 5 дает монотонное уменьшение осевого значения T_e и скорость уменьшения резко возрастает по мере приближения к видимому срезу струи при $z \sim 16$ мм.

Сравнение максимального значения измеренной нами температуры около 24 кК с аналогичными измерениями [10] в Ag показывает, что при одинаковых $v = 9.5$ м/с и различающихся других параметрах ($f = 100$ мм ($\varphi = 0.25$ рад), $p = 2.8$ атм, $P = 1000$ Вт) максимальная температура в [10] равна 18.5 кК и меньше нижнего предела для нашей точности измерений (22.1 кК). Это отличие может быть связано как с указанным различием параметров, так и с тем, что в [10] измерения проводились для разряда перед фокусом линзы, а в наших условиях температура измерялась в плазменной струе за фокусом линзы по ходу лазерного пучка. Возможность увеличения T_e в плазменной струе Ag за фокусом показана в расчетах [5].

Двумерное распределение T_e для $z \geq 10$ мм приведено на рис. 6. С учетом результатов, представленных на рис. 5, можно увидеть, что поперечный градиент температуры $\delta T_e/r$ на участке медленного изменения ее осевого значения при $z = 10$ мм ($r = 3$ мм) и $z = 11.5$ мм ($r = 2$ мм) примерно одинаков и равен ≈ 2.7 кК/мм. При резком уменьшении осевой температуры поперечный градиент также уменьшается и при $z = 14.7$ мм ($r = 2$ мм) составляет ≈ 1.6 кК/мм.

3.1.2. Разряд в смеси газов. Аналогичные измерения проводились и в смеси газов Ag : H_2 : $\text{CH}_4 = 1 : 0.07 : 0.0021$ на тех же длинах волн $\lambda = 416$ и 728 нм и при $f = 160$ мм и $p = 1$ атм, как и в случае Ag, но при других значениях $v = 4.7$ м/с и $P = 1840$ Вт. Результаты измерений T_e от z при $x = 0$ представлены на рис. 7.

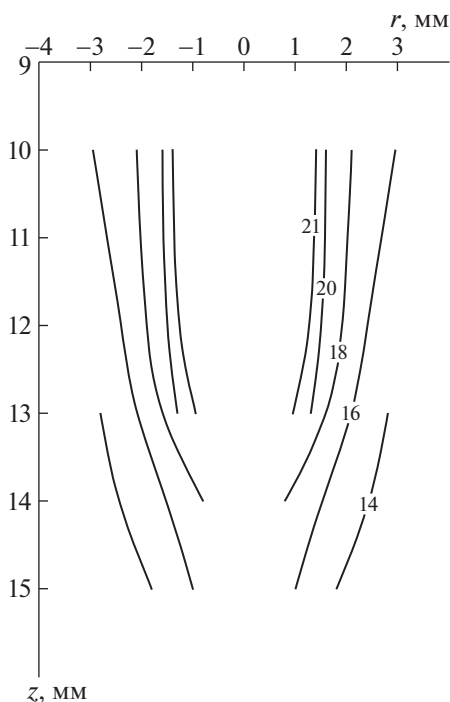


Рис. 6. Изотермы разряда в Ar при $f = 160$ мм ($\phi = 0.125$ рад), $p = 1$ атм, $v = 9.5$ м/с, $P = 1470$ Вт. Цифры у кривых обозначают температуру в кК.

Видно, что максимальное значение $T_e = 21$ кК меньше, чем для Ar (23 кК) при одинаковых $z = 2$ мм, и величина T_e характеризуется более резким уменьшением на интервале $z = 2-9$ мм по сравнению с Ar. При одинаковых условиях фокусировки излучения эта особенность связана с изменением состава газа, уменьшением v почти в два раза и увеличением P на 25%. Пренебрежем влиянием небольшого увеличения P . Тогда охлаждение разряда в смеси обусловлено совместным влиянием двух факторов: состава газа из-за пиков теплопроводности у молекулярных компонент [6] и уменьшением скорости, при котором температура плазмы также уменьшается [10].

Изотермы разряда приведены на рис. 8. Можно отметить слабую зависимость от r низкотемпературных изотерм с $T_e = 10$ и 12 кК и примерно постоянный поперечный градиент температуры $\delta T_e / r \approx 3.5$ кК/мм на разряде $r = 1.5$ мм вдоль всей длины разряда.

3.2. Пространственное распределение молекулярного комплекса C_2

Внешний вид плазменной струи в смеси газов Ar : H_2 : CH_4 по сравнению с видом в Ar приобретает окраску с ярко выраженным зеленым свечением [11, 12]. В работе [13], рассматривающей

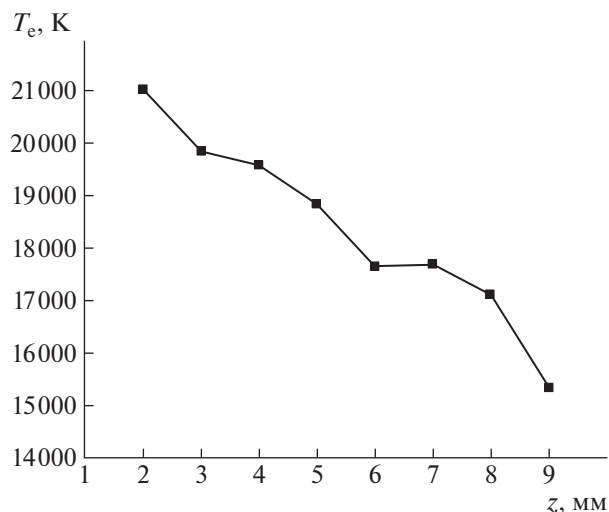


Рис. 7. Зависимость T_e от z при $x = 0$ для разряда в смеси Ar : H_2 : $CH_4 = 1 : 0.07 : 0.0021$. $f = 160$ мм ($\phi = 0.125$ рад), $p = 1$ атм, $v = 4.7$ м/с, $P = 1840$ Вт.

условия осаждения алмазных покрытий в плазме СВЧ-разряда в Ar с добавками H_2 и CH_4 , это свечение связывается с излучением на длинах волн около 516 нм в полосах Свана молекулы C_2 и считается, что углерод, освобождающийся при диссоциации этой молекулы на поверхности, является основным “строительным материалом” при росте алмазного покрытия. Поэтому исследование пространственных характеристик интенсивности зеленого свечения представляет практический интерес.

Схема измерений аналогична схеме, представленной на рис. 3. Измерения интенсивности свечения проводились в зависимости от поперечной координаты x с шагом 1 мм для двух значений продольной координаты $z = 2$ и 7 мм. Зеркало 4 не используется, так как плазма для излучения с длиной волны 516 нм является оптически тонкой.

Перед проведением измерений необходимо было убедиться в том, что радикалы C_2 излучают из всего объема плазмы, а не только из периферийных областей из-за диссоциации в приосевой зоне с высокой температурой. С учетом известной удельной энергии диссоциации $E_d = 602.5$ кДж/моль $= 25$ кДж/г, для энергии диссоциации одной молекулы находим $E_{1д} = E_d M_{C_2} \approx 10^{-18}$ Дж $= 70$ кК, где $M_{C_2} = m_A$, $m = 1.7 \cdot 10^{-24}$ г — атомная единица массы, $A = 24$ — атомный номер. Полагая, что температурная зависимость диссоциации подчиняется закону Аррениуса, для доли диссоциированных молекул получаем оценку $\delta = \exp(-E_{1д}/T_e)$. С учетом измерений T_e на оси разряда (рис. 7) при $z = 2$ мм (21 кК) и $z = 7$ мм (17.7 кК) для δ , соответственно, имеем $\delta = 0.036$ и 0.019. Таким образом, степень диссоциации даже в приосевой области

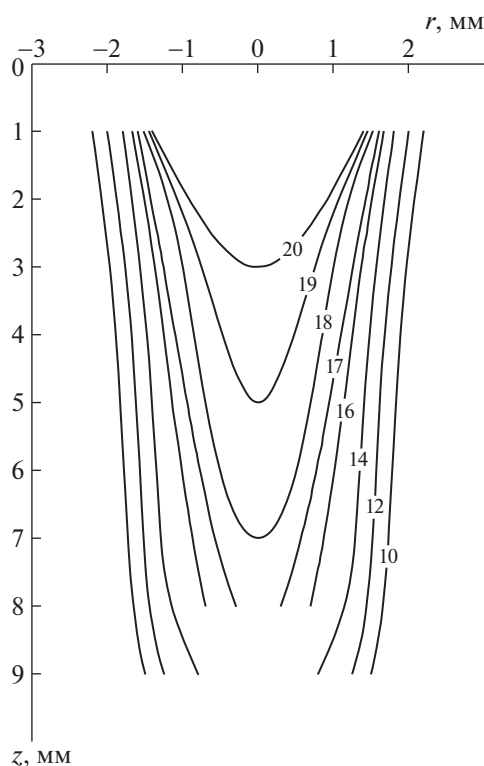


Рис. 8. Изотермы разряда в $\text{Ag} : \text{H}_2 : \text{CH}_4 = 1 : 0.07 : 0.0021$ при $f = 160$ мм ($\varphi = 0.125$ рад), $p = 1$ атм, $v = 4.7$ м/с, $P = 18400$ Вт. Цифры у кривых обозначают температуру в кК.

разряда невелика и молекулы C_2 излучают из всего объема плазмы.

На рис. 9 приведены радиальные зависимости $I(r)$ интенсивности зеленого свечения из плазмы разряда, полученные после абелизации [14] измеренных значений интенсивности $I(x)$ для $z = 2$ и 7 мм.

Приведенные зависимости имеют две особенности. Во-первых, при $r = 0$ относительная концентрация C_2 для $z = 7$ мм больше, чем для $z = 2$ мм, что связано с показанной ранее меньшей степенью диссоциации C_2 в более холодной области разряда при $z = 7$ мм. Во-вторых, на границе области измерений при $r = 3$ мм значения $I(r)$ практически одинаковы. Причина этого состоит в том, что на периферии разряда температура электронов слабо зависит от радиуса (рис. 8).

Таким образом, максимальная концентрация C_2 приходится на центр струи и монотонно уменьшается при увеличении радиуса. Поэтому наибольшую толщину алмазного покрытия следует ожидать в той части подложки, которая соответствует центру струи.

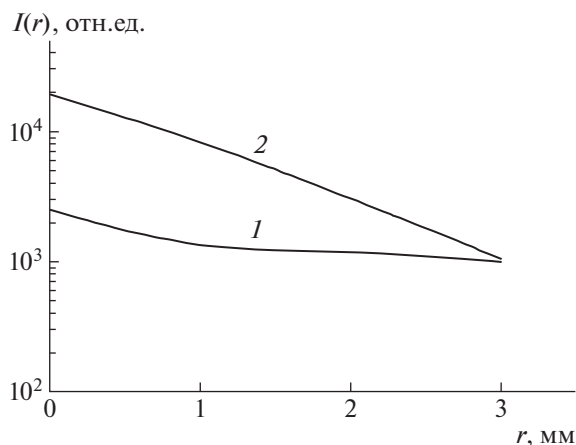


Рис. 9. Радиальная зависимость интенсивности зеленого свечения из плазмы разряда на длине волны 516 нм при $z = 2$ (1) и 7 (2) мм.

4. НАНЕСЕНИЕ АЛМАЗНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ИНСТРУМЕНТ

Использовались режущие вставки токарного резца из сплава ВК8. Вставка представляет собой правильный пятигранник толщиной 4 мм с длиной боковых граней 11 мм и имеет центральное отверстие для механической фиксации вставки в держателе.

4.1. Подготовка поверхности

Подготовка поверхности перед осаждением покрытия состоит из нескольких этапов. На первом этапе проводится шлифовка поверхности сменными алмазными дисками с последовательно уменьшающейся шероховатостью 60, 30, 15 и 3 мкм. На втором этапе полированная поверхность подвергается очистке в ультразвуковой ванне в ацетоне. На третьем этапе проводится травление очищенной поверхности сначала в растворе Мураками, а затем в водном растворе азотной кислоты. В результате на поверхности создается комбинированный рельеф в виде рельефа на зернах карбида вольфрама и впадин между зернами из-за удаления кобальта из приповерхностного слоя [15]. Такой рельеф приводит к механическому закреплению алмазной пленки и способствует повышению адгезии пленки к поверхности. На четвертом этапе проводится ультразвуковой засев поверхности в водной суспензии частицами алмазного порошка с зернистостью 2–3 мкм или механический засев за счет растирания нанесенного на поверхность тонкого слоя порошка для создания центров роста алмазных кристаллов. На пятом этапе вставку промывают в ацетоне.

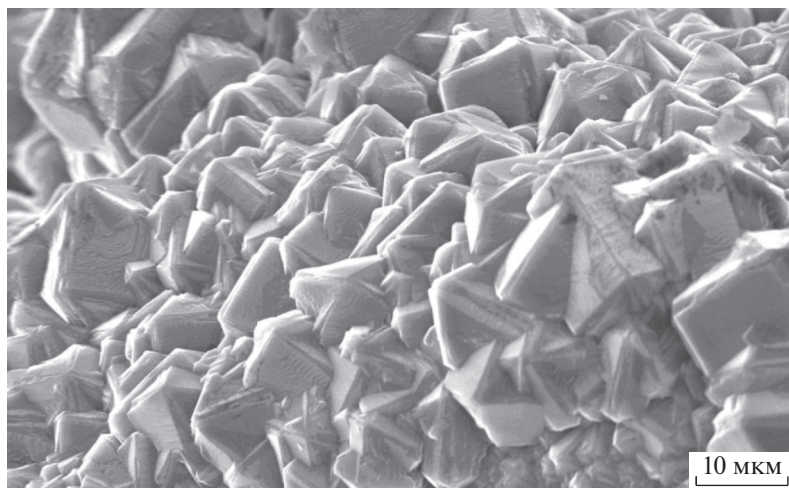


Рис. 10. Фотография фрагмента поверхности покрытия, полученного при $T = 990^\circ\text{C}$.

4.2. Получение и диагностика покрытий

На данном этапе работ реакционная камера не содержит систему перемещения образца под плазменной струей. Для исключения локального перегрева поверхности неподвижной вставки прошедшим сквозь разряд лазерным излучением, ее ориентация относительно плазменной струи выбиралась таким образом, чтобы нагрев осуществлялся только в плазме разряда. Это привело к возможности осаждения покрытия вблизи внешней границы вставки на сравнительно небольшой площади $\sim 0.5\text{ см}^2$. Местом осаждения была выбрана одна из вершин вставки. Контроль температуры поверхности при осаждении осуществляется пирометром с интервалом измеряемых температур $650\text{--}1800^\circ\text{C}$, рабочей смесью является смесь газов с соотношением компонент $\text{Ar} : \text{H}_2 : \text{CH}_4 = 1 : 0.07 : 0.0021$.

Диагностика покрытий включает измерение спектров комбинационного рассеяния света, рентгеновских спектров с определением элементного состава покрытия, измерение шероховатости поверхности и получение ее изображения с помощью электронного микроскопа.

Измерение спектров комбинационного рассеяния света являлось основным диагностическим средством на предварительном этапе тестирования всех образцов, так как наличие в спектре пика на длине волны 1332 см^{-1} свидетельствует о существовании алмазной фазы [16]. С помощью этой диагностики был установлен интервал температур осаждения $T = 950\text{--}1050^\circ\text{C}$, при котором в наших условиях формируется сплошное алмазное покрытие.

Элементный состав покрытия при изменении температуры в указанных пределах практически не зависит от температуры. Основным элементом является углерод с атомной концентрацией 99.05%

при $T = 990^\circ\text{C}$ и 99.12% при $T = 1040^\circ\text{C}$. Фотография фрагмента поверхности покрытия, полученного при $T = 990^\circ\text{C}$, приведена на рис. 10.

Среднеарифметическая шероховатость поверхности покрытия, показанного на рис. 10, измерялась для шести направлений сканирования в пределах площади $3534\text{ мкм} \times 4126\text{ мкм}$ и лежит в интервале $0.509\text{--}0.396\text{ мкм}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения данной работы измерены пространственные распределения температуры электронов в плазменной струе лазерного плазмотрона в Ar и в смеси газов $\text{Ar} : \text{H}_2 : \text{CH}_4 = 1 : 0.07 : 0.0021$. Установлено, что пространственное распределение молекулярного комплекса C_2 имеет максимум на оси разряда. Получены алмазные покрытия на поверхности режущих вставок токарного резца, изготовленных из твердосплавного материала типа ВК8, проведена предварительная диагностика покрытий. Полученные результаты могут найти применение при развитии работ по осаждению алмазных покрытий в условиях сканирования плазменной струи.

БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарим Госкорпорацию «Росатом» за финансовую поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Konov V.I., Uglov S.A. // Quantum Electron. 1998. V. 28 (4). P. 281.
2. Антюхов В.В. и др. Экспериментальное исследование фокусировки излучения CO_2 -лазеров для технологии. Препринт ИАЭ-3718/14. 1983.

3. Герасименко М.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5 (15). С. 954.
4. Gerasimenko M.V., Kozlov G.I., Kuznetsov V.A. // Sov. J. Quant. Electron. 1983. V. 13 (4). P. 438.
5. Raizer Yu.P., Surzhikov S.T. // Sov. J. Quant. Electron. 1984. V. 14 (11). P. 1526.
6. Raizer Yu.P. // Sov. Phys. Usp. 1980. V. 23 (11). P. 789.
7. Грим Г. Спектрометрия плазмы. 1969. Москва: Атомиздат.
8. Ларькина Л.Т. К расчету радиального распределения излучательной способности. В кн.: Применение плазматрона в спектроскопии: материалы Всесоюзного симпозиума (г. Фрунзе, 24–27 июня 1968 г.). 1970. Фрунзе: Илим.
9. NIST Standard Reference Database 78. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
10. Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 1269.
11. Bol'shakov A.P., Konov V.I., Vostrikov V.G. et al. // Quantum Electron. 2008. V. 38 (2). P. 165.
12. Глова А.Ф. и др. // Ядерная физика и инжиниринг. 2015. Т. 6. С. 656 [Glova A.F., Lysikov A.Yu., Malyuta D.D. et al. // Phys. At. Nucl. 2016. V. 79 (14). P. 1663].
13. Gruen D.V., Zuiker C.D., Krauss F.R., Pan X.J. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1995. V. 13. P. 1628.
14. Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. 1977. Москва: изд-во МГУ.
15. Haubner R., Kalss W. // Int. J. Refract. Met. Hard Mater. 2010. V. 28. P. 475.
16. Тухомиров С., Кимстач Т. // Аналитика. 2011. №. 1. С. 28.

Laser Plasmatron Application for Diamond Coatings Deposition on a Carbide Cutting Tool

A. F. Glova^{1,*}, I. D. Klochkov¹, A. Yu. Lysikov¹, L. I. Knyazeva¹, A. N. Kirichenko¹, and V. A. Barsuk¹

¹CJSC “State Scientific Center of the Russian Federation Troitsk Institute for Innovation and Thermonuclear Research”,
Troitsk, Moscow, 108840 Russia

*e-mail: afglova@triniti.ru

Received July 11, 2022; revised July 15, 2022; accepted July 22, 2022

Abstract—The spatial distributions of the electron temperature and the emission intensity of the C₂ molecular complex in a plasma jet of a continuous optical discharge in the mode of a laser plasmatron supported by the radiation of a cw CO₂ laser and operating on a mixture of Ar with molecular additives have been measured. Diamond coatings were obtained on cutting inserts of a turning tool made of WC8 hard alloy, diagnostic of coatings was carried out.

Keywords: laser plasmatron, radiation intensity, spatial distribution, diamond coating, cutting tool