

УДК 533.6

© 1991 г.

Н. Д. КУВШИННИКОВ, У. Г. ПИРУМОВ, И. В. СУМИНОВ

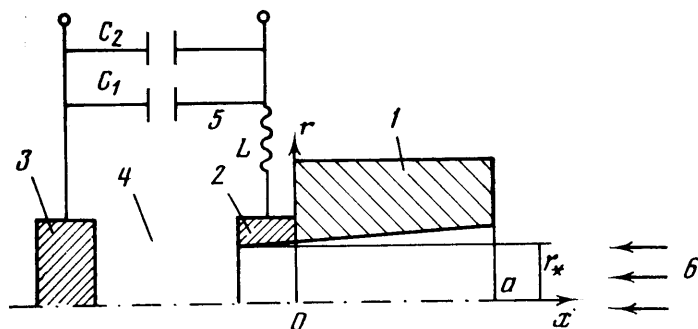
**КАЧЕСТВЕННАЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
МЕТАЛЛИЗАЦИИ ОТВЕРСТИЙ В ДИЭЛЕКТРИКАХ**

Рассмотрена газодинамическая модель технологического процесса лазерно-электрической металлизации отверстий. Процесс состоит из трех стадий: 1) пробой лучом лазера отверстий в диэлектрике с последующим пробоем межэлектродной среды и образованием паров металла с высоким давлением и температурой; 2) нестационарного истечения паров металла через отверстие, характеризующейся прохождением ударной волны и поверхности контактного разрыва, и 3) стационарного истечения паров металла с осаждением частиц металла на стенках канала. На основе сравнения расчетных и экспериментальных результатов даются рекомендации по выбору оптимальных параметров элементов разрядного контура.

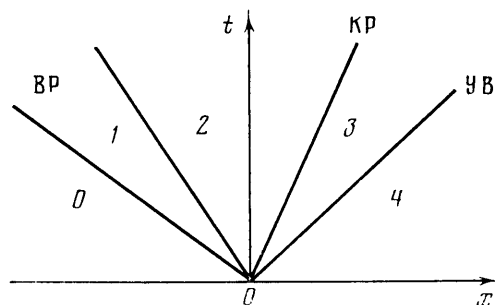
1. Цель лазерно-электрической технологии — одновременное получение отверстия нужного диаметра в диэлектрике и покрытие внутренней поверхности отверстия металлической пленкой требуемой толщины. Толщина диэлектрика имеет порядок 0,5—1 мм, диаметр отверстия 0,1—0,5 мм. Лазерно-электрическая технология существенно удешевляет производство деталей, так как отпадает необходимость в высокоточных сверлильных станках, химической обработке и т. д. В качестве источника лазерного излучения используются серийные установки типа КВАНТ-12 и КВАНТ-15 с энергией излучения 3—6 Дж.

Физическая модель процесса состоит в следующем. Лазерное излучение создает отверстие в диэлектрике 1, в электроде 2 и диэлектрической среде 4 (фиг. 1). Возникает испарение металла электрода 3, приводящее к пробую в межэлектродной среде. В результате пробоя резко повышаются давление и температура паров металла, образовавшихся из материала электродов (ниже рассматривается случай медных электродов). Поскольку с наружной стороны отверстия давление намного меньше, то пары металла истекают через отверстие наружу. При этом происходит конденсация и осаждение частиц металла на стенках отверстия, которое в дальнейшем будем называть каналом. Управление технологическим процессом осуществляется путем изменения мощности лазерного излучения, напряжения между электродами 3 и 2, а также емкостей C_1 и C_2 и индуктивности L источника питания разрядного устройства 5 [1], 6 — луч лазера.

2. После иницирования разряда между электродами образуются пары металла, имеющие высокое давление $p_0 = (2-20) \cdot 10^5$ Па и температуру $T_0 = 1200-6000$ К. Они сообщаются через канал с внешней средой, имеющей атмосферные давление и температуру. В результате возникает известное в газовой динамике явление распада произвольного разрыва. Возможны различные конфигурации распадов разрывов, когда влево и вправо от точки разрыва могут распространяться ударные волны, контактные поверхности и волны разрежения [2]. В данном случае в область повышенного давления (влево) будет распространяться волна раз-



Фиг. 1



Фиг. 2

режения (ВР), вправо — поверхность контактного разрыва (КР) и ударная волна (УВ) [2]. Ниже представлены результаты четырех вариантов расчетов задачи о распаде разрыва, соответствующих приведенным экспериментам:

Эксперимент	I	II	III	IV
Напряжение между электродами, В	150	300	500	600
Индуктивность разрядного устройства, мкГн	200	280	300	225
Давление в области 2 (Фиг. 2), Па	$1,72 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^5$	$7,85 \cdot 10^5$	$10,1 \cdot 10^5$
Температура в области 2 (Фиг. 2), К	3980	2368	4146	5123
Скорость ударной волны, м/с	300	425	637	712
Скорость в области 2 (Фиг. 2), м/с	185	285	440	517
Качество покрытия	Плохое	Хорошее	Хорошее	Плохое
Емкость разрядного устройства, МкФ	100	200	300	400

После прохождения ударной волны и поверхности контактного разрыва в канале до некоторого момента имеет место стационарное течение с параметрами, соответствующими области между характеристиками ВР и КР (Фиг. 2).

Стационарное течение продолжается до момента, когда на вход в канал придет отраженная от дна кратера электрода 3 волна разрежения. При толщине межэлектродного пространства $\sim 1,2$ мм (Фиг. 1) на это требуется приблизительно $0,2 \cdot 10^{-5}$ с. Поскольку конденсация и осаждение частиц на стенку происходят в основном на этапе стационарного процесса, необходимо знать картину стационарного течения в осесимметричном канале с параметрами на входе, соответствующими области между положениями характеристик ВР и КР (Фиг. 2).

Очевидно, что применение автоматического решения о распаде произвольного разрыва для реальной ситуации не учитывает пространственного характера течения и может служить только для качественного описания процесса.

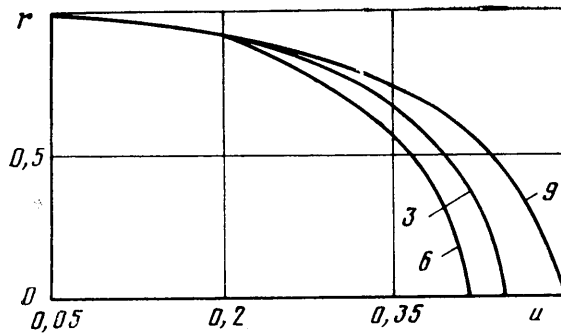
3. Сочетание высокой температуры, малых характерных размеров и относительно небольшой скорости течения приводит к тому, что число Рейнольдса Re для стационарного течения в канале имеет порядок 10^3 — 10^4 . При таких числах Re необходимо учитывать вязкость и теплопроводность газа во всей области канала и, следовательно, для получения полной картины течения необходимо провести расчет ламинарного течения вязкого сжимаемого теплопроводного газа в двумерной постановке на основе уравнений Навье — Стокса [3, 4].

Стационарное течение находится методом установления с помощью явной конечно-разностной схемы класса «предиктор-корректор» [5]. Граничные условия для решения уравнений Навье — Стокса были следующими: на входе в канал ($x=0$, фиг. 1) задавались продольная скорость u_x , температура T , давление p и плотность ρ из решения задачи о распаде разрыва [2]; на стенке — условия прилипания; на оси — условия симметрии течения; на выходе из канала ($x=a$) для компонент скоростей и давления использовались «мягкие» граничные условия. Следует заметить, что использование мягких граничных условий на выходе и предположение об однородности потока на входе вносит определенные погрешности. Начальное поле формировалось на основе результатов [4].

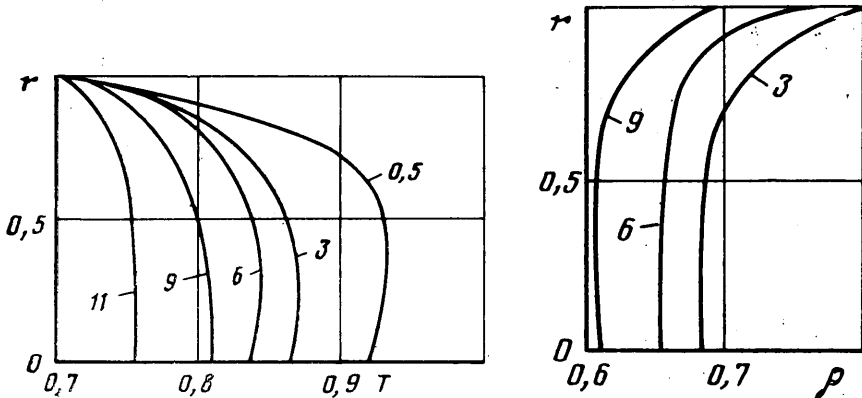
С помощью алгоритма [3] было рассчитано течение паров металла на стационарном режиме с краевыми условиями, соответствующими экспериментам I—IV. Результаты одного из расчетов, соответствующих эксперименту II, приведены на фиг. 3—5. Здесь представлены безразмерные поперечные профили продольной скорости u , температуры T и плотности ρ в различных сечениях канала. Здесь x и r — безразмерные величины, полученные путем отнесения к радиусу отверстия r_* ; скорость отнесена к $\sqrt{2grT_0}$, температура к T_0 , плотность к ρ_0 . Из этих фигур видно, что вниз по потоку профили скорости и температуры становятся все менее наполненными, что связано с нарастанием пограничного слоя по мере удаления от начального сечения.

4. В процессе истечения паров металла через канал может происходить конденсация и осаждение частиц на стенку, поскольку температура стенки T_w может быть ниже при данном давлении температуры в точке росы T_s . За температуру стенки можно принять, например, температуру плавления материала стенки. В зависимости от величин температуры стенки, температуры в ядре потока и температуры в точке росы T_s возможны различные условия конденсации. Пусть температура стенки T_w меньше температуры в точке росы T_s . Тогда в поле течения существует линия, на которой температура газа равна температуре в точке росы. Очевидно, что выше этой линии и вплоть до стенки канала может происходить конденсация паров металла. Конденсирующиеся в этой области частицы металла могут выпадать на стенку. Можно представить себе два механизма, которые заставляют сконденсированные выше этой линии частицы выпадать на стенки: возникновение термо- и диффузиофоретической сил за счет градиентов температур и концентраций, направленных против градиентов температур и концентраций, и наличие поперечной составляющей скорости, перемещающей частицы от оси к стенке.

Отметим следующее важное обстоятельство. Если температура газа велика, то скорость потока в канале также велика и конденсация может не успеть завершиться в течение времени пребывания объема газа в канале. Если же температура газа существенно ниже температуры в точке росы T_s , то в потоке уже имеется достаточное число больших жидких частиц металла и эти частицы могут выноситься из канала, почти не оседая на стенках, особенно если отсутствуют условия для создания направленных к стенке диффузио- и термофоретической сил. Таким обра-



Фиг. 3



Фиг. 4

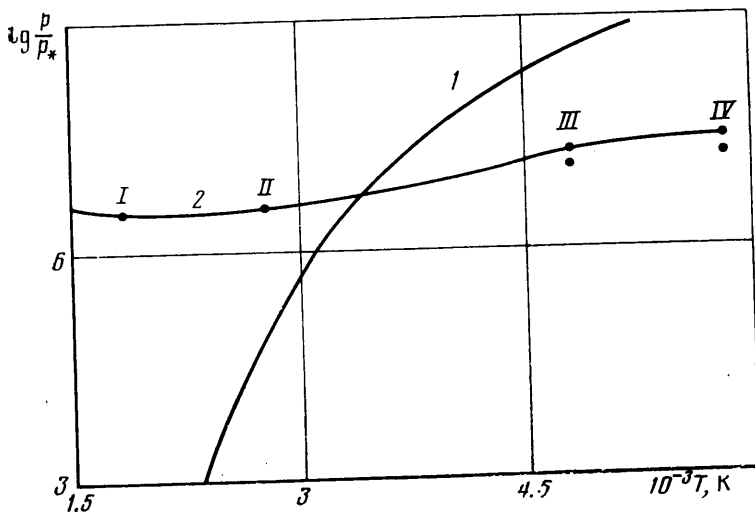
Фиг. 5

зом, из приведенного качественного анализа следует, что необходимо получить в межэлектродной области такие значения p_0 и T_0 , которые обеспечили бы значения температуры и давления в потоке, близкие к соответствующим значениям в точке росы на кривой насыщения.

Расчеты неравновесной гомогенной конденсации в настоящей работе не проводились, поскольку не удалось найти необходимых физических констант в требуемом диапазоне параметров (даже по кривой насыщения существуют противоречивые данные). Оказалось, тем не менее, что можно получить некоторые предельные оценки, которые дают разумное количественное и качественное описание явления. Если принять, что выше линии $r=r(x)$, которая соответствует точкам росы при имеющемся в канале давлении, все частицы сконденсируются, то масса осевших частиц будет при этом максимальна. Привытое выше предположение о характере конденсации не является строгим, поскольку при этом не учитывалась неравновесная конденсация, что, по мнению авторов, не вносит существенных изменений в качественную картину течения.

В связи с сказанным выше для получения качественного покрытия необходимо задавать такие параметры разрядного контура (напряжение, емкость и индуктивность), чтобы и давление и температура потока в канале были близки к соответствующим значениям точки росы на кривой насыщения.

На фиг. 6 представлена кривая насыщения для паров меди (кривая 1), полученная по теории соответствующих состояний [6] и на основе экспериментально измеренных значений температуры и давления в точке росы и в критической точке при $p_* = 0,1 \text{ Н/м}^2$ [7]. Для расчета



Фиг. 6

скоростей термо- и диффузиофореза использовались результаты [8]. Оценки показывают, что для условий эксперимента термофоретические силы могут быть существенными.

5. По изложенному выше алгоритму были проведены численные расчеты, которые сравнились с экспериментальными данными по некоторым параметрам процесса. Так, согласно выводу, рассчитанная скорость УВ для условий эксперимента равна 425 м/с, а измеренная скорость — 500 м/с.

Для условий эксперимента II ($p_0 = 7,5 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 2700$ К) был проведен расчет кривой $r=r(x)$. Она оказалась прямой $r=\text{const}$: расстояние этой линии до стенки канала радиуса $r_w = 0,1$ мм составляло примерно 0,005 мм. Поскольку разность $r_w - r(x)$ очень мала, то можно принять, что все молекулы паров меди, расположенные выше линии $r(x)$, конденсировались и осели на стенке канала. Зная общее количество паров меди в эксперименте (по измерениям размеров кратера электрода 3), можно вычислить и количество осевшей на стенках канала меди и толщину пленки. По расчету, толщина пленки равна 5 мкм, а в эксперименте 5—10 мкм. Видно, что имеет место удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

На фиг. 6 римскими цифрами помечены давление и температура на входе в канал, соответствующие экспериментам I—IV (см. вывод). Отметим, что устойчивое покрытие получено для экспериментов II и III, в то время как для экспериментов I и IV качественное напыление отсутствовало. Тем самым подтвержден вывод, сформулированный выше и состоящий в том, что оптимальными значениями напряжения, емкости и индуктивности являются те, которые обеспечивают значения p и T в канале, близкие к соответствующим значениям в точке росы на кривой насыщения.

Авторы выражают благодарность А. Л. Иткину, О. В. Кулагиной, О. И. Фирсову, И. Б. Варгафтику, В. С. Яргину, оказавшим большую помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суминов И. В. Лазерно-электрический метод получения металлизированных отверстий в печатных платах // Приборы и системы управления. 1985. № 9. С. 34—36.

2. *Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.* Теоретическая гидромеханика. М.: Физматгиз, 1963. 583 с.
3. *Кувшинников Н. Д.* Исследование и расчет течений вязкого газа в соплах Лаваля: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МАИ. 1984. 23 с.
4. *Левин В. Я., Нигодюк В. Е., Пирумов У. Г. и др.* Исследование течений в соплах Лаваля при низких числах Рейнольдса // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 3. С. 90-97.
5. *Федорченко А. Т.* О методе расчета двумерных нестационарных течений вязкого газа в соплах // Докл. АН СССР. 1980. Т. 251. № 3. С. 578-582.
6. *Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т.* Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 592 с.
7. *Мартынюк М. М.* Параметры критической точки металлов // Журн. физ. химии. 1983. Т. 57. № 4. С. 810-821.
8. *Галоян В. С., Яламов Ю. И.* Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ереван: Луйс, 1985. 207 с.
9. *Суминов И. В.* Автоматизация процесса получения токопроводящих покрытий в отверстиях печатных плат лазерно-электрическим методом // Механизация и автоматизация производства. 1985. № 10. С. 2-3.
10. *Горбунов В. Н., Пирумов У. Г., Рыжов Ю. А.* Неравновесная конденсация в высокоскоростных потоках газа. М.: Машиностроение, 1984. 201 с.

Москва

Поступила в редакцию
25.XII.1989