

01

Определение температуры поверхности образца в области ее взаимодействия с потоком внеэлектродной плазмы с помощью преобразования Кирхгофа квадратичной функции

© В.А. Колпаков,^{1,2} Д.Н. Новомейский,¹ М.Р. Новоженин¹

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет (национальный исследовательский университет), 443086 Самара, Россия

² Институт систем обработки изображений РАН, 443001 Самара, Россия

e-mail: kolpakov@ssau.ru, dmitr.novomejsky@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 23 августа 2012 г. В окончательной редакции 13 февраля 2013 г.)

Рассматриваемая задача включает определение трудноизмеряемой температуры поверхности образца в области взаимодействия потока низкотемпературной внеэлектродной плазмы с поверхностью. Показана возможность применения преобразования Кирхгофа квадратичной функции к аналитическому решению граничной задачи теплопроводности для нестационарного случая. Получена аналитическая зависимость, позволяющая определить искомый граничный режим относительно величины теплового воздействия и теплофизических параметров материала.

Введение

Плазменная обработка широко применяется при формировании на поверхности материалов различного рода микро- и наноструктур [1,2].

Качество изготовления перечисленных структур в значительной мере определяется точностью применяемых методов измерения температуры поверхности в области ее взаимодействия с низкотемпературной плазмой и свойствами самой плазмы. В настоящее время для измерения температуры поверхности применяются методы лазерной термометрии твердых тел [3]. Однако широкому распространению данных методов препятствует ограничение их применения областью высоких температур, собственным монохроматическим излучением возбуждаемых компонентов плазмы газового разряда. В работе [4] предложен аналитический метод определения температуры поверхности образца при ее бомбардировке направленным потоком низкотемпературной внеэлектродной плазмы, формируемой высоковольтным газовым разрядом, целесообразность исследования и применения которой подтверждается опубликованием цикла работ по этой тематике [5–14]. К недостаткам предложенного метода следует отнести неучтенные зависимость коэффициента теплопроводности от температуры, что особенно критично для полупроводниковых материалов в больших диапазонах рабочих температур, потери энергии рабочей поверхностью подложки на излучение и сложность расчета действительного значения температуры поверхности на основе обратного преобразования Лапласа. Поэтому целью настоящей работы является определение температуры поверхности образца в области ее взаимодействия с направленным потоком низкотемпературной внеэлектродной плазмы посредством создания соответствующего аналитического описания с помощью преобразования Кирхгофа квад-

ратичной функции, позволяющего устранить вышеперечисленные недостатки.

Теоретический анализ и результаты

Обработка поверхности образца осуществлялась направленным потоком низкотемпературной внеэлектродной плазмы, формируемым высоковольтным газовым разрядом в неоднородном электрическом поле с энергией частиц до 6 keV и равномерностью их распределения по сечению потока не хуже 98% [5]. Диапазон изменения тока разряда составил 0–140 мА. В качестве образцов использовались подложки кремния размером 0.03×0.03 м и толщиной $b = 0.001$ м. Поток плазмы, бомбардирующий поверхность подложки, формирует в приповерхностном слое тепловой поток q_1 , который, пройдя через материал подложки, излучается в виде потока q_2 (рис. 1). Температура поверхности нижнего основания измерялась прецизионной термопарой хромель–копель. Таким образом, ставится задача по измерениям на одной части границы образца восстановить тепловую нагрузку на другой его части, недоступной для измерений. Граничные и начальные условия имеют вид [4]

$$\begin{cases} T(x, 0) = T_0, \\ T(b, t) = T_{\text{low}}(t), \\ q(0, t) = q_1. \end{cases} \quad (1)$$

Решение задачи (1) в работе [4] осуществлено с помощью преобразования Лапласа [15] на основе решения уравнения теплопроводности для одномерного случая, полученного, согласно принципам суперпозиции и Дюамеля [16], без учета температурной зависимости коэффициента теплопроводности, а также потерь энергии рабочей поверхностью подложки на

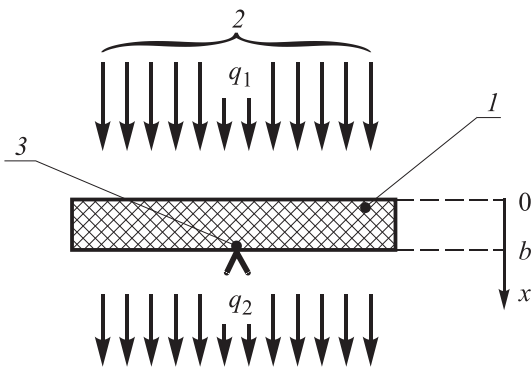


Рис. 1. Принципиальная схема обработки поверхности образца потоком газоразрядной плазмы: 1 — диэлектрическая подложка, 2 — направленный поток низкотемпературной плазмы, 3 — датчик температуры нижнего основания подложки [4].

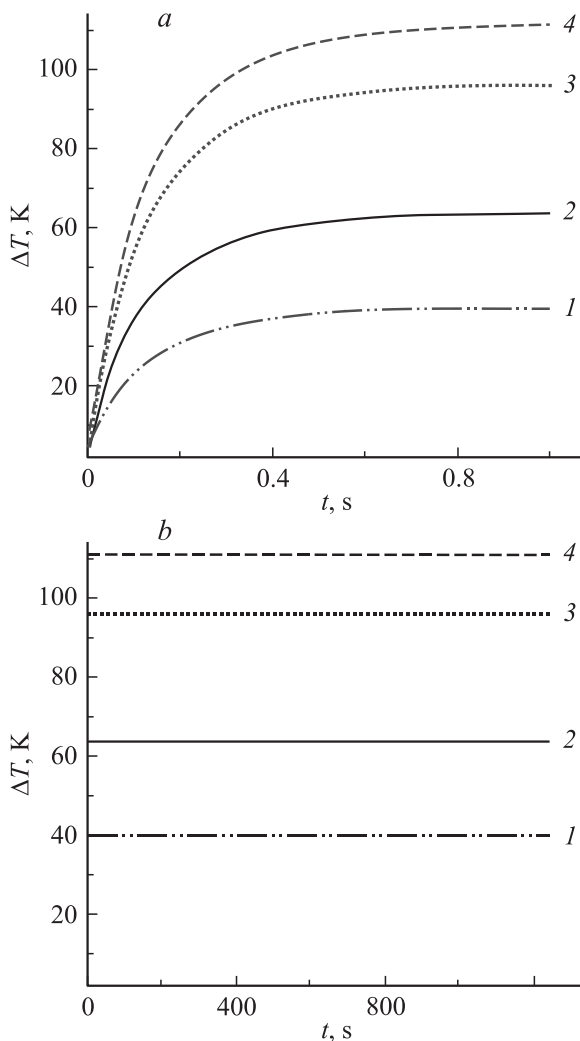


Рис. 2. Зависимости разности температур рабочей поверхности и нижнего основания образца от длительности бомбардировки: *a* — $0 \leq t \leq 1$ s, *b* — $0 \leq t \leq 1200$ s (*I* — *I* = 50, 2 — 80, 3 — 120, 4 — 140 mA).

излучение. Результаты решения представлены на рис. 2 в виде зависимостей разности температур подложки ($\Delta T(t) = T_{\text{surf}}(t) - T_{\text{low}}(t)$, где $T_{\text{surf}}(t)$ — температура поверхности, подверженной обработке в плазме, К; $T_{\text{low}}(t)$ — температура поверхности нижнего основания) от длительности технологического процесса. Анализ данных зависимостей подтверждает квазистационарный характер изменения величины $\Delta T(t)$ в пределах всего диапазона изменения тока разряда. Тогда для случая установившегося теплового потока справедливо следующее соотношение [17]:

$$\Delta T(t) = \frac{q_1 b}{\lambda}, \quad (2)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, W/(m · К); q_1 — эффективный тепловой поток на поверхность подложки с учетом потерь энергии рабочей поверхностью подложки на излучение, который в настоящей работе предлагается представить в виде

$$q_1 = q_i E_i + q_e E_e - \varepsilon \sigma (T_{\text{surf}}^4 - T_{\text{low}}^4), \quad (3)$$

где q_i, q_e — потоки ионов и электронов на поверхность, $1/\text{m}^2 \cdot \text{s}$; E_i, E_e — энергии ионов и электронов, J; ε — степень черноты (коэффициент излучения) материала; σ — постоянная Стефана–Больцмана, $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^4$; $E = \varepsilon \sigma (T_{\text{surf}}^4 - T_{\text{low}}^4)$ — плотность потока, определяемая законом Стефана–Больцмана и характеризующая потери на излучение [18]. В случае внеэлектродной плазмы величины q_i и q_e определяются по формулам, представленным в монографии [5]:

$$q_i = \left(1 - \frac{d}{d_{\text{max}}}\right) \frac{I}{q_e S_K} \left(1 - \frac{\gamma_e \eta}{(1 + \gamma_e)} \exp[(\alpha - \alpha_n) d_{\text{max}}]\right), \quad (4)$$

$$q_e = \frac{I \gamma_e \eta}{q_e S_K (1 + \gamma_e)} \exp[(\alpha - \alpha_n) d_{\text{max}}], \quad (5)$$

где I — ток разряда, A; S_K — площадь катода, m^2 ; q — геометрическая прозрачность сетчатого анода; γ_e — коэффициент вторичной эмиссии; α — коэффициент ионизации; α_n — коэффициент прилипания; η — коэффициент фокусировки электронного потока; d — расстояние от катода до поверхности образца, m; d_{max} — максимальное расстояние, на которое распространяется ионно-плазменный поток, m. При наличии разности температур в твердом теле температурная зависимость коэффициента теплопроводности (λ) может быть определена с помощью преобразования Кирхгофа [16,17]:

$$\lambda = \frac{1}{T_{\text{surf}} - T_{\text{low}}} \int_{T_{\text{low}}}^{T_{\text{surf}}} \lambda(T) dT. \quad (6)$$

Осуществляя подстановку формул (3) и (6) в (2) и проводя преобразования, получим выражение, позволяющее оценить температуру поверхности:

$$q_i E_i + q_e E_e - \varepsilon \sigma (T_{\text{surf}}^4 - T_{\text{low}}^4) = \frac{1}{b} \int_{T_{\text{low}}}^{T_{\text{surf}}} \lambda(T) dT. \quad (7)$$

Для получения решения (7) относительно T_{surf} в целях обеспечения точности и удобства вычислений в настоящей работе предлагается в правой части уравнения (7) вместо подынтегральной функции выполнить подстановку квадратичной, зависящей от температуры:

$$\lambda(T) = cT^2 + dT + e, \quad (8)$$

где c, d, e — неизвестные коэффициенты. Далее, проведя интегрирование (7) и делая соответствующие преобразования, получим конечную формулу для определения температуры поверхности, обрабатываемой внеэлектродной плазмой:

$$\begin{aligned} \varepsilon\sigma T_{\text{surf}}^4 + \left(\frac{cb}{3} T_{\text{surf}}^3 + \frac{db}{2} T_{\text{surf}}^2 + ebT_{\text{surf}} \right) IUt = \varepsilon\sigma T_{\text{low}}^4 \\ + q_i E_i + q_e E_e + \left(\frac{cb}{3} T_{\text{low}}^3 + \frac{db}{2} T_{\text{low}}^2 + ebT_{\text{low}} \right) IUt. \end{aligned} \quad (9)$$

Определение коэффициентов c, d, e осуществляется с помощью решения системы из трех уравнений, составленной на основе (9) для трех разных экспериментально измеренных значений температур облучаемой поверхности (T_{surf}) и нижнего основания (T_{low}) образца ($T_{\text{surf}1} = 1063 \text{ K}$, $T_{\text{surf}2} = 1173$, $T_{\text{surf}3} = 1183$, $T_{\text{low}1} = 1048$, $T_{\text{low}2} = 1163$, $T_{\text{low}3} = 1173 \text{ K}$), опубликованных в [5], и граничных и начальных условий (1). Значения ε, σ для кремния равны $\varepsilon = 0.93$ и $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ [19] соответственно.

На рис. 3, 4 представлены временные зависимости температуры рабочей поверхности образца и разности температур рабочей поверхности и нижнего основания, построенные с использованием формулы (9) и смешанных граничных и начальных условий (1). Для сравнения на данных рисунках приведены аналогичные зависимо-

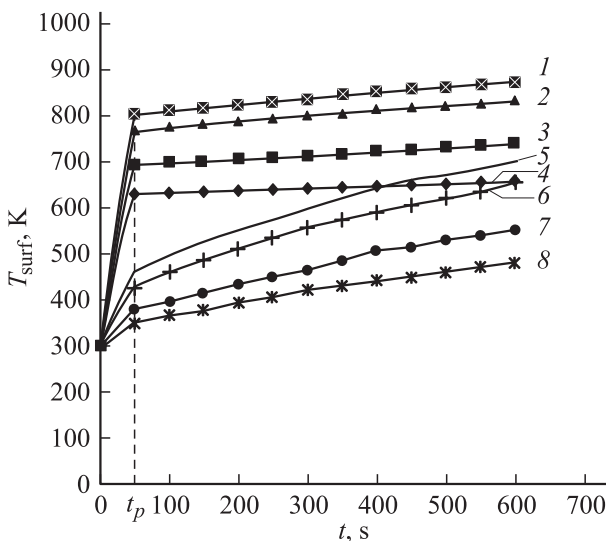


Рис. 3. Зависимости температуры рабочей поверхности образца от длительности обработки в плазме: 1, 5 — 140, 2, 6 — 120, 3, 7 — 80, 4, 8 — 50 мА. Напряжение на электродах $U = 2 \text{ kV}$.

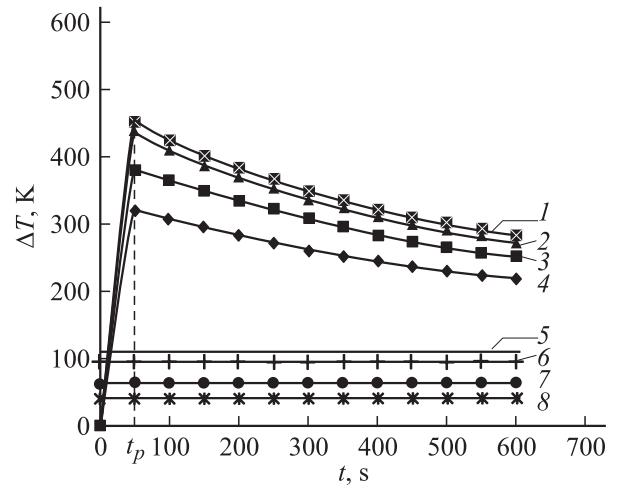


Рис. 4. Зависимости разности температур рабочей поверхности и нижнего основания образца от длительности обработки в плазме: 1, 5 — 140, 2, 6 — 120, 3, 7 — 80, 4, 8 — 50 мА. Напряжение на электродах $U = 2 \text{ kV}$.

сти (кривые 5–8), полученные с помощью аналитического описания, опубликованного в работе [4] и не учитывающего температурную зависимость коэффициента теплопроводности и потери энергии рабочей поверхностью подложки на излучение. Как видно из рис. 3, 4, при относительно малых значениях времени (0–50 с) наблюдается резкое возрастание кривых 1–4, причем их максимумы определяются одной и той же длительностью обработки в плазме. Данное явление объясняется тем, что в указанный момент времени подводимый поток q_1 , концентрирующийся в приповерхностном слое подложки, распространяется по законам теплопроводности по всему кристаллу, при этом излучения с нижнего основания не происходит, обеспечивая, таким образом, быстрое увеличение разности температур. Большим значениям тока разряда соответствуют большие значения величин T_{surf} и ΔT . Следовательно, $t = t_p$ (рис. 3, 4) является временем, за которое подводимый поток проходит через образец и начинает излучаться с его нижнего основания. Интенсификация излучения с нижнего основания замедляет рост температуры поверхности и снижает разность температур. Отсутствие насыщения зависимостей $T_{\text{surf}} = f(t)$ и постоянной (рабочей) разности температур обусловлено несовершенством системы отвода тепла с нижнего основания подложки. Сравнительный анализ кривых 1–8 показывает, что разработанное аналитическое описание позволяет с большей степенью адекватности проводить оценку теплофизических характеристик, рассматриваемых в настоящей работе.

Заключение

В настоящей работе с помощью преобразования Кирхгофа квадратичной функции предложен способ оценки температуры поверхности образца при облучении

потоком низкотемпературной внеэлектродной плазмы. Полученные соотношения позволяют оценить значение температуры поверхности непосредственно в области ее бомбардировки частицами плазмы с учетом температурной зависимости коэффициента теплопроводности и потерь на излучение. Представленные теоретические оценки находятся в хорошем соответствии с результатами, опубликованными в работах [3–5]. Показано, что при ионно-плазменной обработке разность температур рабочей поверхности и нижнего основания образца может достигать значительных величин, определяемых геометрией и материалом мишени, мощностью теплового воздействия, а зависимость $\Delta T = f(t)$ является неоднозначной в отличие от аналогичной зависимости, представленной в [4]. Развитый способ оценки позволяет контролировать температуру поверхности образца в процессах вакуумно-плазменного травления в направленных потоках низкотемпературной плазмы. Это позволит повысить качество формируемых микро- и наноструктур путем стабилизации технологических процессов, имеющих температурную неустойчивость, оптимизировать скорости травления материалов в низкотемпературной плазме.

Работа выполнена при поддержке грантов президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ НШ-7414.2010.9, молодых российских ученых — докторов наук МД-1041.2011.2 и РФФИ (проект № 12-07-33018 мол_а_вед).

Список литературы

- [1] *Методы компьютерной оптики* / Под ред. В.А. Соифера. М.: Физ-матлит, 2000. 688 с.
- [2] *Орликовский А.А.* // Микроэлектроника. 1999. Т. 28. № 5. С. 344–362.
- [3] *Магунов А.Н.* Теплообмен неравновесной плазмы с поверхностью. М.: Физматлит, 2005. 312 с.
- [4] *Казанский Н.Л., Колпаков А.И., Колпаков В.А., Паранин В.Д.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 12. С. 21–25.
- [5] *Казанский Н.Л., Колпаков В.А.* Формирование оптического микрорельефа во внеэлектродной плазме высоковольтного газового разряда. М.: Радио и связь, 2009. 220 с.
- [6] *Kazanskiy N.L., Kolpakov V.A.* Temperature Measurement of a Surface Exposed to a Plasma Flux Generated Outside the Electrode Gap // Chapter 5 in book Heat Transfer—Engineering Applications / Ed. by Dr. Vyacheslav S. Vikhrenko. InTech Open Access Publisher, 2011. P. 87–118.
- [7] *Колпаков В.А., Колпаков А.И., Кричевский С.В.* // Электронная промышленность. 1996. № 2. С. 41–44.
- [8] *Колпаков В.А., Колпаков А.И.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 15. С. 58–65.
- [9] *Колпаков В.А.* // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. № 6. С. 431–440.
- [10] *Казанский Н.Л., Колпаков А.И., Колпаков В.А.* // Микроэлектроника. 2004. Т. 33. № 3. С. 218–233.
- [11] *Колпаков В.А., Колпаков А.И., Подлитнов В.В.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 4. С. 41–46.
- [12] *Колпаков В.А.* // Физика и химия обработки материалов. 2006. № 5. С. 41–48.
- [13] *Колпаков В.А.* // Физика и химия обработки материалов. 2007. № 1. С. 53–58.
- [14] *Казанский Н.Л., Колпаков В.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 9. С. 41–46.
- [15] *Диткин В.А., Прудников А.П.* Интегральные преобразования и операционные исчисления. М.: Наука, 1974. 542 с.
- [16] *Алифанов О.М.* Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. 279 с.
- [17] *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
- [18] *Самарский А.А., Вабищевич П.Н.* Вычислительная теплопередача. М.: Едиториал УРСС, 2003. 782 с.
- [19] *Таблицы физических величин. Справочник* / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.