

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 548.5.01 : 538.91-405

И. Ф. КАНАЕВ, В. К. МАЛИНОВСКИЙ, Л. А. РЯБОВА,  
 В. С. САЛУН, И. А. СЕРБИНОВ  
 (Москва — Новосибирск)

ПОЛУЧЕНИЕ ГРАФИТОВЫХ МИКРОСТРУКТУР  
 ЛАЗЕРНЫМ ПИРОЛИЗОМ ПАРОВ АЦЕТОНА

В последние годы интенсивно развивается новый метод получения материалов для электронной техники — осаждение из газовой фазы, стимулированное лазерным излучением [1, 2]. Метод лазерного пиролиза основан на локальном разогреве подложки сфокусированным в плоскости подложки лазерным излучением, в результате которого происходит разложение паров исходного химического соединения. При использовании лазеров видимого и ИК-диапазонов, обеспечивающих плотность мощности в фокусе порядка нескольких киловатт на квадратный миллиметр, скорость осаждения основных материалов, используемых в микроэлектронике, может достигать 100 мкм/с. Перемещение луча лазера относительно подложки позволяет создавать на ней путем непосредственной записи рисунок субмикронных размеров. Так, например, методом лазерного пиролиза получены полоски поликристаллического кремния шириной менее 0,2 мкм [3]. С помощью лазерной методики в едином технологическом цикле, включающем нанесение и легирование кремния, травление окисла и металлизацию, можно получать МОП-структуры и интегральные схемы на их основе [4]. Ранее уже сообщалось о получении графитовых структур в форме цилиндрических стержней и полосок различной толщины методом лазерного пиролиза углеводородов [5] и о разложении под действием лазерного излучения паров ацетона с образованием графитовых стержней высотой 3 мм и диаметром 40 мкм [6].

В настоящей работе исследуется образование графитовых микроструктур (стержней и полосок) при разложении паров ацетона в токе азота при атмосферном давлении под действием излучения аргонового лазера, работающего в многомодовом режиме. Луч лазера фокусировался через сапфировое окно в металлическом реакторе на подложки (пластины ситалла или плавленого кварца) линзой с фокусным расстоянием 12 см. Диаметр сфокусированного луча в плоскости подложек 20 мкм. Для определения скорости роста стержней в процессе роста, а также для исследования ее зависимости от мощности лазерного излучения осуществлялась проекция растущего стержня на экран путем его подсветки гелий-неоновым лазером.

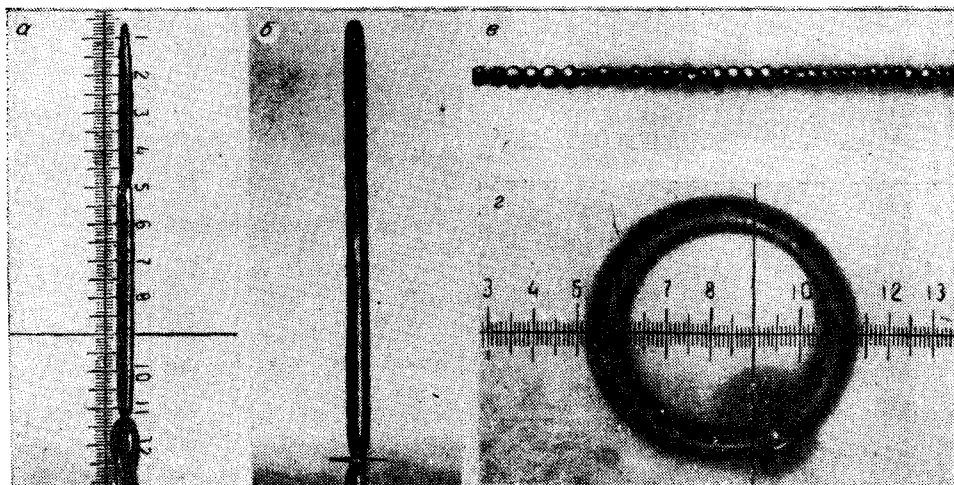


Рис. 1. Графитовые структуры, выращенные лазерным пиролизом

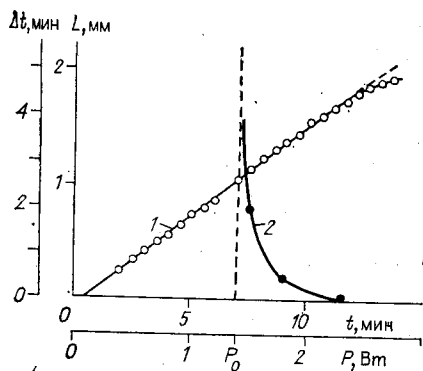


Рис. 2. Временные характеристики роста:

кривая 1 — зависимость длины стержня  $L$  от времени нанесения  $t$  при мощности излучения 1,8 Вт; кривая 2 — зависимость времени задержки  $\Delta t$  от мощности излучения  $P$

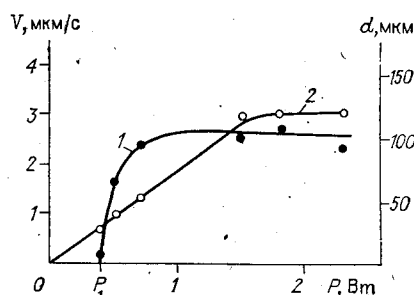


Рис. 3. Энергетические характеристики роста:

кривая 1 — зависимость скорости роста стержней  $V$  от мощности  $P$ ; кривая 2 — зависимость диаметра стержня  $d$  от мощности  $P$

В статических условиях (при отсутствии перемещения лазерного луча относительно подложки) разложение паров ацетона приводило к росту цилиндрических стержней. Характерный вид стержней показан на рис. 1, а. Длина полученных стержней  $L$  достигала 5 мм, диаметр  $d$  составлял 20—130 мкм. Из зависимости длины стержня от времени получения (рис. 2, кривая 1) видно, что рост стержня начинался после некоторого времени задержки  $\Delta t$ , необходимого для разогрева подложки, протекал с постоянной скоростью  $V$  и лишь на конечной стадии замедлялся, что связано, по-видимому, с расфокусировкой лазерного излучения. Время задержки роста стержня увеличивалось с понижением мощности, а при мощностях излучения, меньших порогового значения  $P_0$ , на данной подложке не наблюдалось зарождение стержня (см. рис. 2, кривая 2). Однако если стержень уже зародился и частично вырос при мощностях  $P > P_0$ , то рост его продолжается и при снижении мощности ниже порогового значения  $P_0$ . Здесь, по-видимому, сказывалось то обстоятельство, что разогрев стержня лазерным излучением более эффективен, чем разогрев подложки, вследствие различия их оптических характеристик и уменьшения тепловода от зоны реакции. Зависимость скорости роста стержней от мощности излучения также имеет порог  $P_1$ , меньший, чем  $P_0$  (рис. 3, кривая 1). На рис. 1, б показан стержень графита с переменным сечением, выращенный при ступенчатом изменении мощности лазера. При больших мощностях скорость роста перестает зависеть от мощности, что свидетельствует о переходе процесса роста в диффузионную область. Отметим, что диаметр стержней пропорционален мощности при  $P < P_0$  и не зависит от мощности при  $P > P_0$  (см. рис. 3, кривая 2).

Перемещение луча относительно подложки с целью получения полосок графита осуществлялось двумя способами. Во-первых, столик с реактором может перемещаться с помощью малооборотного мотора и приводного механизма со скоростью 1 мм/мин. В этом случае полоски имеют сложную структуру с периодическими образованиями (рис. 1, в). Аналогичные структуры описаны при получении лазерным пиролизом полосок поликристаллического кремния [7]. Другой способ перемещения — вращением расположенной на пути луча призмы с осью вращения, совпадающей с направлением распространения луча лазера. В связи с большой линейной скоростью движения луча в этом случае (скорость вращения 2 об/с) для записи рисунка требовалось многократное прохождение луча по заданному контуру. При этом образуются графитовые кольца (рис. 1, г).

Все полученные в данной работе образования имеют, согласно данным электронной дифракции, структуру поликристаллического графита.

В заключение авторы благодарят Ю. Д. Калафати и Э. Г. Косцова за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bäuerle D. Laser induced chemical vapor deposition // Europhysics News.— 1983.— V. 14.— P. 9—12.
2. Ehrlich D. J., Tsao J. Y. A review of laser-microchemical processing // J. Vac. Sci. Technol.— 1983.— V. B1, N 4.— P. 963—983.
3. Ehrlich D. J., Tsao J. Y. Nonreciprocal laser-microchemical processing: Spatial resolution limits and demonstration of 0,2  $\mu\text{m}$  line widths // Appl. Phys. Lett.— 1984.— V. 44.— P. 267—269.
4. McWilliams B. M., Herman I. P., Mitlitsky F. e. a. Water-scale laser pantography: Fabrication of n-metal-oxide-semiconductor transistors and small-scale integrated circuits by direct-write laser-induced pyrolytic reactions // Appl. Phys. Lett.— 1983.— V. 43.— P. 946—948.

5. Leyendecker G., Bäuerle D., Geittner P., Lydtin H. Laser-induced chemical vapor deposition of carbon // Appl. Phys. Lett.—1981.— V. 39.— P. 921—923.
6. Калафати Ю. Д., Рябова Л. А., Сербинов И. А., Салун В. С. Лазерное осаждение материалов из газовой фазы // Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по росту кристаллов (Цахкадзор, Арм. ССР, сент. 1985 г.).— Ереван, 1985.— Т. 2.
7. Du Y. O., Kempfer U., Piglmayer K. e. a. New types of periodic structures in laser-induced chemical vapor deposition // Appl. Phys.—1986.— V. A39.— P. 167—174.

Поступило в редакцию 5 ноября 1986 г.

УДК 535.24.02

А. Б. КАТРИЧ, А. В. ХУДОШИН  
(Харьков)

### ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Согласно [1, 2] к пространственно-энергетическим параметрам излучения относятся диаграмма направленности, энергетическая и угловая расходимость, обобщенная площадь, диаметр и размеры пучка в различных направлениях. Однозначно могут быть определены только диаграмма направленности и обобщенная площадь, значение остальных зависит от вида функции распределения плотности энергии или мощности в сечении пучка ( $\Phi P, f(r)$ ). Например, в методе калиброванных диафрагм [2] зависимость результатов измерений от центровки диафрагмы и вида  $\Phi P$  очевидна.

Основная причина возникающих трудностей — отсутствие однозначной аналитической связи между  $\Phi P$  и измеряемой характеристикой. Несоответствие между необходимостью объективного описания пучка излучения и неоднозначностью имеющихся по [1, 2] параметров можно устранить, рассматривая лазерное излучение как вероятностный процесс. Действительно, метрологическое описание не учитывает внешне по отношению к излучению причины, а предсказать реализацию конкретного пучка без рассмотрения источника, среды и других факторов невозможно, т. е. мы имеем дело со случайным событием.

Для вероятностного описания пучка достаточно использовать два положения. Во-первых, в качестве случайной величины  $r$  можно взять область пространства, в которой существует излучение. Плотности вероятности соответствует нормированная плотность мощности  $f(r)$ , а функции распределения вероятности — доля мощности  $\delta$  в заданной области  $A_0$ . Математическое ожидание  $E(r)$  представляет собой координаты энергетического центра пучка  $R$ :

$$E(r) = R = \int_{A_0} r f(r) dA. \quad (1)$$

Дисперсия  $D(r)$  определяет среднеквадратичный радиус пучка  $\sigma$ :

$$D(r) = \sigma^2 = \int_{A_0} (r - R)^2 f(r) dA. \quad (2)$$

Во-вторых, существование излучения в пространстве рассматривается как случайный процесс, зависящий от неслучайной переменной  $r$ . Реализацией такого процесса является  $\Phi P$ , и математическая обработка осуществляется либо по ансамблю реализаций, либо по единственному распределению. Время вводится как независимая координата (аналогично  $r$ ), или проводится усреднение. Для  $\Phi P$  как единственной реализации случайного процесса находятся средние по области существования пучка значения  $\Phi P$  и ее квадрата:

$$\bar{f} = A_0^{-1} \int_{A_0} f(r) dA, \quad \bar{f}^2 = A_0^{-1} \int_{A_0} f^2(r) dA. \quad (3)$$

Здесь нормировка соответствует полной мощности. При таком подходе используются любые другие характеристики случайных величин, корреляционные функции и т. д. Выражения имеют физические аналоги — центр масс, радиус инерции, средняя плотность.

Обобщенная площадь сечения пучка для непрерывного излучения — функция времени, равная

$$A_{00} = \frac{\bar{f}^2}{f^2} = \frac{A_0}{D(f) + 1}. \quad (4)$$