

01;02;04;05;12

## Динамические характеристики нагрева графитового проводника с учетом скин-эффекта

© П.В. Новиков,<sup>1</sup> Г.Н. Чурилов<sup>2</sup><sup>1</sup>Красноярский государственный технический университет, 660074 Красноярск, Россия<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия  
E-mail: churilov@cc.krascience.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 12 июля 1999 г. В окончательной редакции 17 января 2000 г.)

Проведены расчеты для одномерной модели нагрева цилиндрического графитового проводника под действием токов высокой частоты. Проанализирована динамика нагрева в общем виде. Получены профили температуры проводника и времена нагрева до температуры сублимации графита в зависимости от величины тока и частоты. Рассмотрена модель для нагрева проводника с частичным возвратом энергии, излученной его поверхностью. Определены конкретные диапазоны значений частоты и силы тока для реализации этого варианта сублимации графита в камере с отражающими стенками. Задача связана с получением углеродного пара и последующим синтезом из него фуллеренов и других структур углерода.

### Введение

Металлы в мелкодисперсном порошковом состоянии все больше и больше применяются в технике. Одним из эффективных способов их получения является способ нагрева проводников в виде проволочек мощными импульсными токами [1]. В 1990 г. группой физиков из Германии был применен электродуговой метод распыления углерода, который привел их к открытию метода синтеза фуллеренов [2]. Метод синтеза состоял в том, что графит распылялся в атмосфере гелия при давлении 100 Torr посредством дуги постоянного или переменного токов. После опубликования этого метода было разработано множество других способов синтеза фуллеренов. Но, несмотря на большое разнообразие этих методов, их производительность не превосходит несколько грамм в час [3–9]. Общее для всех этих методов состоит в том, что сначала углерод переводится в плазму при температуре 6000–7000 К и при дальнейшем охлаждении (обычно в атмосфере гелия) формируются молекулы фуллеренов. Температура сублимации графита в вакууме составляет величину порядка 4000 К. К сожалению, неизвестна начальная температура углеродной плазмы, из которой при охлаждении формируются молекулы фуллерена. Мы предполагаем, что эта температура ниже 6000 К. В таком случае возможен способ синтеза фуллеренов из углеродного пара, полученного при сублимации графита. Нагрев и сублимацию графитового стержня можно осуществить проходящими через него токами.

При протекании постоянного тока через графитовый стержень очевидно, что температура вблизи оси становится выше температуры вблизи поверхности из-за потерь на излучение. В трещинах и порах внутри графита раньше других областей начнется сублимация, которая приведет к механическому разрушению графито-

вого стержня. В связи с этим необходимо использовать нагрев переменным током, так как из-за скин-эффекта джоулево тепло будет выделяться в большей степени в поверхностном слое проводника [10].

В настоящей работе мы рассмотрели динамику нагрева цилиндрического проводника токами высокой частоты до температуры, соответствующей моменту начала сублимации.

### Описание модели

Нагревание проводника в вакууме описывается нестационарным уравнением теплопроводности в цилиндрических координатах [11]

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q_v(r), \quad (1)$$

где  $c = c_v$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность,  $\lambda$  — теплопроводность,  $q_v(r)$  — мощность объемных источников тепла.

Определим граничные условия на оси проводника

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (2)$$

и на поверхности проводника

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = -q_r(T) \Big|_{r=r_0}, \quad (3)$$

где  $q_r(T) = \varepsilon \sigma_c T^4$  — плотность потока излучения с поверхности проводника,  $\sigma_c$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $\varepsilon$  — интегральный коэффициент излучения; начальное условие  $T(r, t = 0) = T_0$ , где  $T_0 = 293$  К.

В уравнении (1) мощность объемных источников джоулева тепла определяется следующим образом [10]:

$$qv(r) = \frac{\overline{j^2}(r)}{\sigma} = \frac{Q}{\pi r \delta} \exp(-2(r_0 - r)/\delta), \quad (4)$$

где  $\delta = \sqrt{2/(\mu\sigma\omega)}$  — толщина скин-слоя;  $Q = I^2/(2\pi\sigma\delta r_0)$  — мощность, выделяющаяся в единице длины проводника;  $r_0$  — радиус проводника;  $\sigma$  — электропроводность;  $\mu \approx \mu_0$  — магнитная проницаемость;  $I$  — эффективное значение силы тока;  $\omega$  — частота тока.

Введем безразмерные переменные процесса переноса

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad F = \frac{at}{r_0^2}, \quad \Theta = \frac{T}{T_e}, \quad \Delta = \frac{\delta}{r_0}, \quad (5)$$

$$K = \frac{Q}{\lambda T_e}, \quad \xi(\Theta) = \frac{r_0}{\lambda T_e} q_r(T), \quad (5)$$

где  $R, F$  — пространственная и временная координаты ( $a = \lambda/c\rho$  — коэффициент температуропроводности);  $\Theta$  — относительная температура;  $\Delta$  — относительная толщина скин-слоя;  $K, \xi$  — параметры, характеризующие удельную мощность  $Q$  и плотность потока излучения с поверхности  $q_r$  соответственно.

Это позволяет сократить число исходных параметров и представить решение в обобщенном виде. В новых переменных задача (1)–(3) имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial F} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right) + \frac{K}{\pi R \Delta} \exp(-2(1-R)/\Delta), \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right|_{R=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right|_{R=1} = -\xi(\Theta) \Big|_{R=1}. \quad (7)$$

Решение этой задачи зависит от двух параметров:  $K$  и  $\Delta$ . Ток, частота и время, выразятся через обобщенные параметры таким образом:

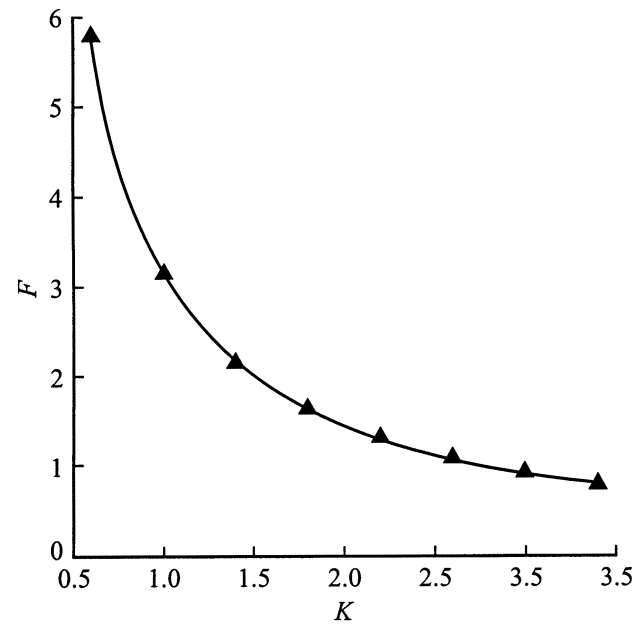
$$I = r_0 \sqrt{2\pi\sigma\Delta K \lambda T_e} \quad \text{— сила тока,}$$

$$\omega = \frac{2}{(r_0\Delta)^2 \mu \sigma} \quad \text{— частота,}$$

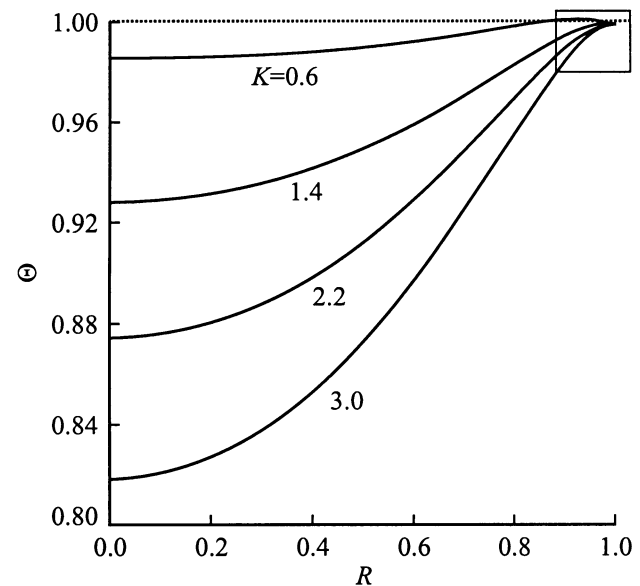
$$t = \frac{Fr_0^2}{a} \quad \text{— время.} \quad (8)$$

## Результаты расчета

Расчет на ЭВМ проводился методом конечно-разностных схем. Был реализован алгоритм с итерациями, дающий второй порядок точности по пространственному и временному шагу [11]. Для различных  $K$  и  $\Delta$  были рассчитаны профили температуры проводника в момент достижения температуры сублимации на его поверхности, а также времена нагрева проводника до этого момента. С увеличением параметра  $K$  и соответственно мощности  $Q$  уменьшается время нагрева до температуры



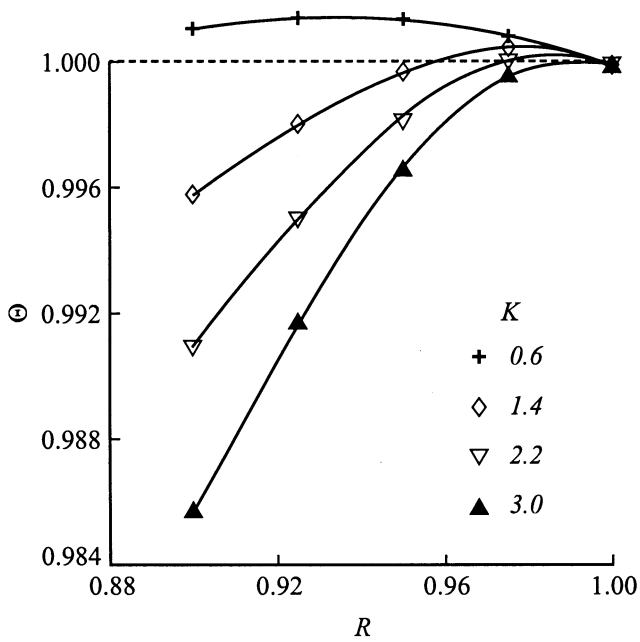
**Рис. 1.** Зависимость времени  $F$  достижения температуры сублимации от безразмерного параметра  $K$  ( $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $\Delta = 0.14$ ,  $\alpha = 0$ ,  $F$  — время в а.е.).



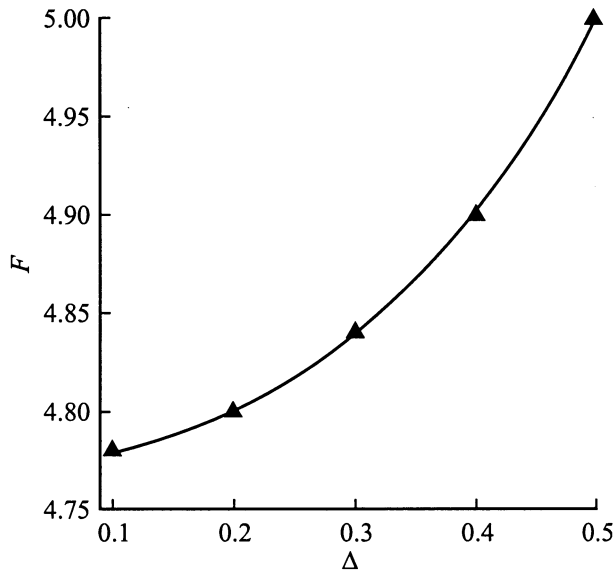
**Рис. 2.** Профиль температуры в момент начала сублимации для различных значений параметра  $K$  ( $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $\Delta = 0.14$ ,  $\alpha = 0$ ). Фрагмент в прямоугольнике представлен в увеличенном виде на рис. 3.

сублимации  $T_e$  (рис. 1). Радиальный градиент температуры увеличивается (рис. 2). В этих условиях центральная область проводника не перегревается при достижении температуры сублимации на поверхности.

Из-за радиационных потерь максимум температуры находится не на поверхности проводника, а вблизи нее (рис. 3). При увеличении параметра  $K$  он приближается к поверхности, поскольку растет мощность выделения тепла.



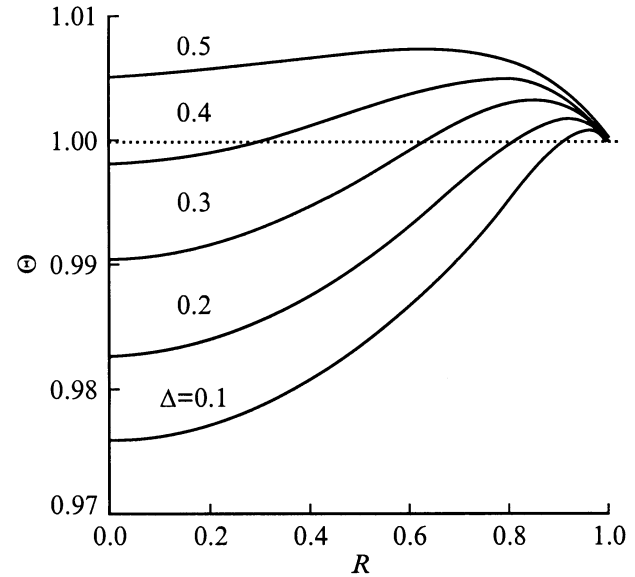
**Рис. 3.** Профиль температуры вблизи поверхности в момент начала сублимации для различных значений параметра  $K$  ( $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $\Delta = 0.14$ ,  $\alpha = 0$ ).



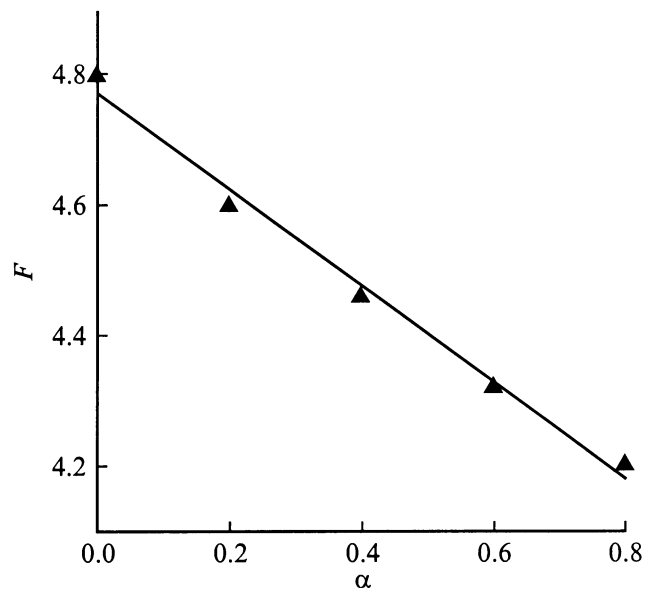
**Рис. 4.** Зависимость времени  $F$  достижения температуры сублимации от безразмерного параметра  $\Delta$  ( $K = 0.7$ ,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $\alpha = 0$ ,  $F$  — время в а.е.).

Для того чтобы оценить экспериментальные возможности сублимации графита с целью получения новых углеродных структур мы использовали конкретные значения теплофизических параметров графита [12], которые считались нами постоянными в процессе нагрева: теплоемкость  $c = 2.1$  J/(g·K), плотность  $\rho = 2.1$  g/cm<sup>3</sup>, теплопроводность  $\lambda = 2.66$  W/(cm·K), интегральный коэффициент излучения  $\varepsilon = 0.56$ , электропровод-

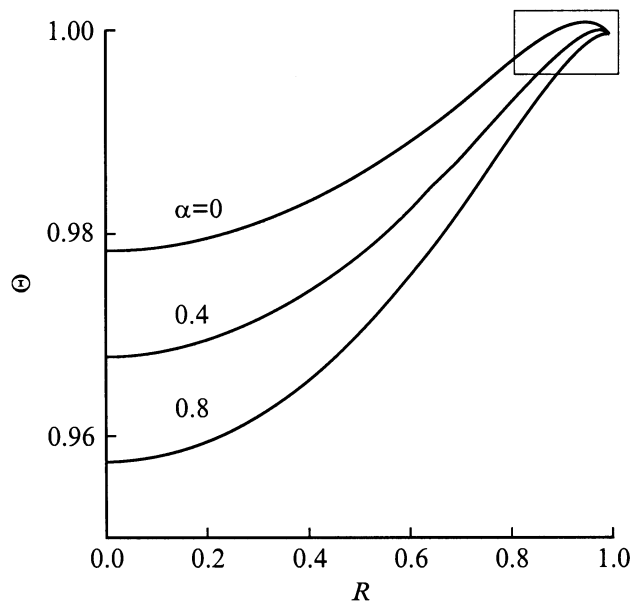
ность  $\sigma = 1.13 \cdot 10^4$  S/cm, температура сублимации  $T_e = 4473$  К. Для графитового проводника радиусом  $5 \cdot 10^{-2}$  м диапазон параметра  $K = 0.4-3.4$ , согласно (8), соответствуют диапазону токов 3.5–10.0 кА, при этом время выхода на процесс сублимации равно 3.0–0.5 с (рис. 1). Дальнейшее уменьшение силы тока ведет к тому, что при достижении температуры сублимации на поверхности проводник прогревается по всему объему практически равномерно. При увеличении силы тока



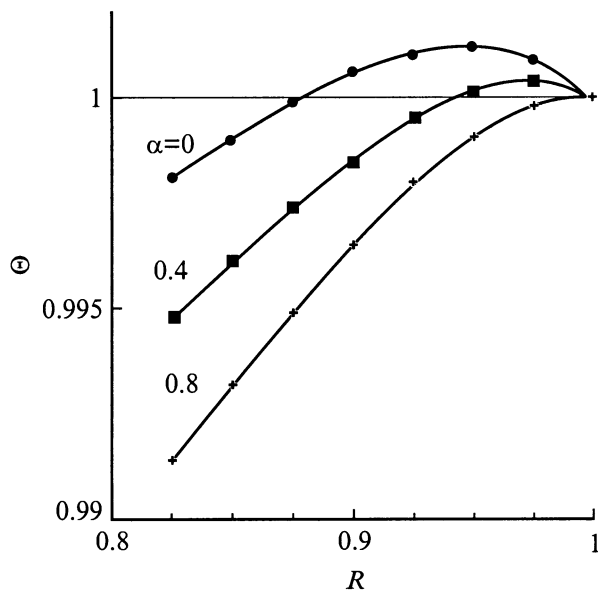
**Рис. 5.** Профиль температуры в момент начала сублимации для различных значений параметра  $\Delta$  ( $K = 0.7$ ,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $\alpha = 0$ ).



**Рис. 6.** Зависимость времени  $F$  достижения температуры сублимации от коэффициента  $\alpha$  ( $K = 0.7$ ,  $\Delta = 0.14$ ,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м,  $F$  — время в а.е.).



**Рис. 7.** Профиль температуры в момент начала сублимации для различных значений параметра  $\alpha$  ( $K = 0.7$ ,  $\Delta = 0.14$ ,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м). Фрагмент в прямоугольнике представлен в увеличенном виде на рис. 8.



**Рис. 8.** Профиль температуры вблизи поверхности в момент начала сублимации для различных значений параметра  $\alpha$  ( $K = 0.7$ ,  $\Delta = 0.14$ ,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-2}$  м).

слишком малые времена нагрева приближают процесс к импульсному нагреву, описанному в [1,13].

При увеличении параметра  $\Delta$  (что соответствует уменьшению частоты  $\omega$ ) растет время нагрева стержня (рис. 4), так как уменьшается объемная мощность тепловыделения (см. уравнение (6)) и уменьшается радиальный градиент температуры (рис. 5) из-за того,

что с уменьшением частоты скин-слой все более "размывается" по всему объему.

Для графитового проводника радиусом  $5 \cdot 10^{-2}$  м диапазон параметра  $\Delta 0.1-0.5$  составит диапазон частот 900–35 кГц. Расчеты показывают, что уже при толщине скин-слоя, равной 0.4–0.5 радиуса проводника, происходит значительный перегрев внутренних областей проводника (рис. 5). Таким образом, дальнейшее уменьшение частоты тока приведет к увеличению толщины скин-слоя, что лишит смысла применение переменного тока.

Проведенные расчеты и оценки показали, что реально достигнуть больших токов, соответствующих сублимации, по крайней мере очень сложно. В связи с этим мы изменили модель нагрева и рассчитали профили температуры для задачи с граничным условием на поверхности

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = -(1-\alpha) \cdot q_r(T) \Big|_{r=r_0}. \quad (9)$$

Такое граничное условие можно осуществить экспериментально, например, при нагреве в цилиндрической камере, стенки которой имеют коэффициент отражения  $\alpha$ .

Соответственно при увеличении коэффициента отражения стенок, уменьшается время нагрева до температуры сублимации  $T_e$  (рис. 6) и растет радиальный градиент температуры (рис. 7). Кроме того, с ростом коэффициента отражения  $\alpha$  максимум температуры приближается к поверхности (рис. 8) и при  $\alpha = 0.6-0.8$  максимум температуры находится на поверхности проводника.

Возврат части энергии также позволяет уменьшить подводимую мощность. Так, для проводника радиусом  $5 \cdot 10^{-2}$  м при  $\alpha = 0.8$  приемлемый диапазон параметра  $K$  составляет 0.15–2.2, что соответствует силе тока 2.0–8.0 кА и времени выхода на сублимацию 8.0–0.5 с.

## Выводы

1. Проанализирована динамика нагрева проводника переменным током в общем виде в зависимости от обобщенных параметров задачи.

2. Для параметров соответствующих искусственному графиту получены профили температуры проводника и времена нагрева до температуры сублимации для токов 2–10 кА в диапазоне частот 35–900 кГц.

3. Определены конкретные диапазоны значений управляющих параметров для реализации метода сублимации графита с отражающими стенками при  $\alpha = 0.8$ .

## Список литературы

- [1] Петросян В.И., Дагман Э.Е. // ПТЭ. 1990. № 2. С. 213–216.
- [2] Kratschmer W., Huffman D.R. et al. // Chem. Phys. Lett. 1990. Vol. 170. P. 167.
- [3] Hare J.P., Kroto H.W., Taylor R. // Chem. Phys. Lett. 1991. Vol. 177. P. 394.

- [4] *Scrivens W.A., Tour J.M.* // J. Org. Chem. 1992. Vol. 57. P. 6932.
- [5] *Бубнов В.П., Краинский И.С., Лаухина Е.Э.* и др. // Изв. АН. Сер. хим. 1994. № 5. С. 805–809.
- [6] *Афанасьев В.П., Богданов А.А., Дюжнев Г.А.* и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 2. С. 125–135.
- [7] *Chibante L.P.F., Thess A., Alford J.M.* et al. // J. Phys. Chem. 1993. Vol. 97. P. 8696.
- [8] *Howard J.B., McKinnon J.T., Johnson M.E.* et al. // J. Phys. Chem. 1992. Vol. 96. P. 6657.
- [9] *Churilov G.N., Solovyov L.A., Churilova Y.N.* et al. // Carbon. 1999. Vol. 37. P. 427–431.
- [10] *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1966. 616 с.
- [11] *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1989.
- [12] *Мармер Э.Н.* Углеродистые материалы. Справочник. М.: Металлургия, 1985.
- [13] *Воробьев В.С.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 1. С. 35–48.