

11;12

Тепловая неустойчивость холодной полевой эмиссии углеродных нанотрубок

© Г.С. Бочаров,¹ А.В. Елецкий²¹Московский энергетический институт,
111250 Москва, Россия

e-mail: BocharovGS@mpei.ru, BocharovGS@mail.ru

²Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 2 августа 2006 г.)

Установлен и исследован механизм ограничения тока эмиссии катодов на основе углеродных нанотрубок, связанный с температурной зависимостью эмиссионных свойств нанотрубки. Указанное ограничение имеет характер тепловой неустойчивости, которая проявляется в неограниченном возрастании температуры эмиттера при превышении определенного значения тока эмиссии. На основании решения уравнения теплопроводности для индивидуальной нанотрубки при различных модельных температурных зависимостях коэффициентов теплопроводности и электропроводности нанотрубки получены значения предельных токов эмиссии как функция абсолютного значения ее электропроводности.

PACS: 81.07.De

Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) благодаря своему высокому аспектному отношению и хорошей электрической проводимости могут быть с успехом использованы в качестве основы высокоэффективных холодных полевых эмиссионных катодов [1,3]. Подобные катоды имеют перспективы практического использования в таких устройствах, как электронные дисплеи [4], катодно-лучевые источники света [5], источники рентгеновского излучения [6], электронные микроскопы [7] и др. Рабочие характеристики таких катодов определяются, с одной стороны, эмиссионными характеристиками индивидуальной УНТ, а с другой — статистическим разбросом параметров нанотрубок, входящих в состав данного катода [8,9], и эффектами экранирования, ограничивающими величину плотности катодного тока эмиссии [10].

Еще один эффект, ограничивающий величину эмиссионного тока в катоде на основе УНТ, связан с омическим нагревом нанотрубок при больших токах. В широком диапазоне изменения внешнего электрического поля эмиссионные характеристики катодов на основе УНТ подчиняются классическому соотношению Фаулера—Нордгейма. Однако при больших значениях напряжения указанная закономерность нарушается, что связано с нагревом эмиттера. В результате изменяется режим работы эмиттера, так что значительный вклад в эмиссию начинают вносить термоэлектроны с энергией, превышающей уровень Ферми. Наличие термоэлектронов вызывает рост значения эмиссионного тока и приводит к ситуации, при которой температура УНТ достигает предельных значений, и дальнейшее увеличение температуры нанотрубки вызовет ее термическое разрушение, что наблюдается, в частности, в

работах [11–13]. В некоторых случаях данный эффект имеет характер неустойчивости, который проявляется в резком нарушении режима автоэлектронной эмиссии.

В настоящей работе показано, что этот эффект связан с нелинейным характером температурной зависимости эмиссионного тока в условиях омического нагрева эмиттера при больших токах. Тепловая неустойчивость эмиттера имеет характер теплового взрыва, детально изученного в химической физике [14]. Такая неустойчивость возникнет при условиях, когда рост температуры вследствие омического нагрева не компенсируется теплоотводом вдоль нанотрубки, интенсивность которого более плавно зависит от температуры, чем интенсивность тепловыделения. В настоящей работе на основании решения уравнения теплопроводности для индивидуальной нанотрубки, эмитирующей электроны в режиме автоэлектронной эмиссии, исследован характер возникновения и получены условия тепловой неустойчивости, приводящей к термическому разрушению эмиттера.

Постановка задачи

Рассмотрим индивидуальную нанотрубку длиной L и диаметром d с большим аспектным отношением $L/d \gg 1$, находящуюся в вакууме и ориентированную перпендикулярно проводящей подложке. Под действием постоянного электрического поля, ориентированного вдоль оси трубки, происходит автоэлектронная эмиссия, источником которой является поверхность вершины нанотрубки. Эмиссионный ток, проходящий вдоль нанотрубки, приводит к ее омическому нагреву, который компенсируется теплопроводностью на подложку и радиационным охлаждением. С учетом указанных факторов стационарное уравнение теплопроводности, описы-

вающее баланс тепла в нанотрубке, имеет следующий вид [15,16]:

$$\pi r^2 \frac{d}{dx} \left(\lambda(T) \frac{dT}{dx} \right) dx - 2\pi r \eta \sigma (T^4 - T_0^4) dx + dRI^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь начало координат ($x = 0$) совпадает с точкой контакта нанотрубки с подложкой; $T = T(x)$ — температурный профиль вдоль оси нанотрубки; $\lambda(T)$ — коэффициент теплопроводности нанотрубки в продольном направлении; $dR = R(T)dx/L$, где $R(T)$ — электрическое сопротивление нанотрубки в продольном направлении; σ — константа Стефана–Больцмана; $\eta < 1$ — коэффициент серости теплового излучения нанотрубки, r — внешний радиус нанотрубки; I — ток эмиссии.

Отдельного внимания требует вопрос о граничных условиях к уравнению (1). Первое граничное условие является очевидным и соответствует требованию равенства температуры в точке ($x = 0$) температуре подложки T_0 :

$$T(0) = T_0. \quad (2)$$

В качестве второго граничного условия мы используем тот факт, что, согласно нашей модели расчета, вершина нанотрубки находится в вакууме, а значит, поток тепла с вершины УНТ равен нулю. Это соответствует условию

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=L} = 0. \quad (3)$$

Для решения граничной задачи (1)–(3) необходимо знать температурные зависимости коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$ и электрического сопротивления $R(T)$. При этом в качестве параметра выступает величина тока эмиссии I .

Для решения уравнения (1) необходимо располагать надежными данными о температурных зависимостях коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$ и электрического сопротивления $R(T)$ в направлении вдоль оси нанотрубки. В настоящее время данные подобного рода весьма неполны и противоречивы и характеризуются разбросом в несколько порядков величины. Так, значения коэффициента теплопроводности, измеренные в работах [17,18], составляют 3000 и 25 W/mK соответственно. Электрическое сопротивление многослойных нанотрубок длиной около 100 nm изменяется, согласно [19], в пределах от 1.5 до 37 KΩ. Исследования показывают, что как значения транспортных коэффициентов УНТ, так и их температурные зависимости определяются условиями синтеза нанотрубок и могут изменяться в весьма широком диапазоне. Причиной подобного разброса является наличие неконтролируемых дефектов в структуре УНТ, а также присоединенных функциональных групп, существенно влияющих на электронную структуру нанотрубки, фоновый спектр и другие характеристики, определяющие свойства переноса. В силу указанной неопределенности

решение задачи (1) вряд ли может дать точное значение предельной температуры эмитирующей нанотрубки. Более целесообразным представляется анализ этого решения в рамках различных модельных предположений о температурных зависимостях коэффициентов переноса с целью установления диапазона изменения транспортных коэффициентов, в котором такое решение существует при заданном токе эмиссии.

Следуя этому подходу, будем решать уравнение (1), представив температурную зависимость электрического сопротивления $R(T)$ УНТ в следующем виде:

$$R(T) = R_0 f \left(\frac{T}{T_0} \right), \quad (4)$$

где $f(t)$ — некоторая безразмерная функция, R_0 — электрическое сопротивление нанотрубки при температуре T_0 .

Углеродные нанотрубки по своим электронным характеристикам занимают промежуточное положение между металлами и полупроводниками с малой шириной запрещенной зоны. Основной механизм электропроводности в УНТ определяется переносом электронов. Можно предполагать, что и продольный перенос тепла в таких системах обусловлен электронным дрейфом. В этом случае электропроводность $\sigma(T)$ и коэффициент теплопроводности $\lambda(T)$ нанотрубки связаны между собой законом Видемана–Франца [20]:

$$\lambda(T) = L_0 T \sigma(T), \quad (5)$$

где $L_0 = 2.445 \cdot 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$ — число Лоренца. Подстановка этого соотношения с учетом очевидного выражения $R(T) = \frac{1}{\sigma(T)} \frac{L}{\pi r^2}$ приводит к задаче, для решения которой необходимо лишь задать вид безразмерной функции $f(t)$.

В дальнейшем, такой выбор транспортных коэффициентов позволит на основании заданной вольт-амперной характеристики (ВАХ) УНТ определить константу R_0 , а значит, температурные зависимости электрического сопротивления и коэффициента теплопроводности нанотрубки или, наоборот, на основании заданного значения константы R_0 определить вид ВАХ.

Предположим, что в процессе автоэлектронной эмиссии при условии омического нагрева УНТ электроны вылетают только из вершины нанотрубки. Это вполне справедливо для нанотрубки с большим аспектным отношением, которая расположена перпендикулярно подложке. Тогда значение тока эмиссии I будет определяться величиной напряженности электрического поля E и температурой T_L вблизи наконечника УНТ [21]:

$$I = \varphi(E, T_L) = S_0 e \int_0^\infty D(W_x, E) v(W_x, T_L) dW_x, \quad (6)$$

где $D(W_x, E)$ — коэффициент проницаемости барьера при наличии внешнего электрического поля при энергии

электронов W_x , падающих по нормали к поверхности (ось x); $v(W_x, T_L)dW_x$ — плотность потока электронов, падающих на единицу площади поверхности нанотрубки изнутри не с энергиями в интервале dW_x около W_x ; e — заряд электрона; S_0 — площадь эмитирующей поверхности нанотрубки; $E = \beta E_0$, где β — коэффициент усиления электрического поля [8], $E_0 = U/H$ — среднее значение напряженности электрического поля между электродами, U — напряжение на электродах, H — межэлектродное расстояние.

Решение граничной задачи (1)–(3) можно разбить на два этапа. На первом по заданным зависимостям $R(T)$ и $\lambda(T)$ при фиксированном значении тока эмиссии I из уравнения (1) получается профиль температуры вдоль нанотрубки, зависящий от тока эмиссии

$$T = T(x, I). \quad (7)$$

На втором этапе, с учетом (6) при заданном значении напряженности электрического поля E решается система уравнений относительно I и E :

$$\begin{cases} T_L = T(L, I), \\ I = \varphi(E, T_L). \end{cases} \quad (8)$$

В результате получается ВАХ $I = I(E)$, показывающая связь между током эмиссии и напряженностью электрического поля вблизи вершины УНТ с учетом влияния омического нагрева на УНТ.

Результаты и обсуждение

Стационарное уравнение теплопроводности (1) можно решить аналитически в двух случаях. Во-первых, если в уравнении (1) пренебречь потерями на радиационное охлаждение и температурными зависимостями R и λ , получается следующее выражение для профиля температуры (7) вдоль оси нанотрубки [15]:

$$T(x, I) = T_0 + \frac{RI^2}{\pi r^2 \lambda} x - \frac{RI^2}{2\pi r^2 \lambda L} x^2. \quad (9)$$

Отсюда следует значение температуры на кончике нанотрубки T_L :

$$T_L = T(L, I) = T_0 + \frac{LI^2}{2\pi r^2} \frac{R}{\lambda}. \quad (10)$$

Еще один случай, когда возможно аналитическое решение задачи (1)–(3), соответствует следующим модельным температурным зависимостям коэффициента теплопроводности и электрического сопротивления нанотрубки:

$$\lambda(T) = aT^3 \quad \text{и} \quad R(T) = bT^4 + c, \quad (11)$$

где a , b и c — константы. В этом случае также имеется аналитическое решение для профиля температуры (7):

$$T(x, I) = \sqrt[4]{y(x, T)}, \quad (12)$$

где

$$y = \begin{cases} (y_0 - \frac{B}{A^2}) \left(\frac{\exp(-Ax)}{1+\exp(-2AL)} + \frac{\exp(Ax)}{1+\exp(2AL)} \right) + \frac{B}{A^2}, & \text{при } I^2 b \leq 2\pi\sigma rL, \\ (y_0 + \frac{B}{A^2}) (\tan(AL) \sin(Ax) + \cos(Ax)) - \frac{B}{A^2}, & \text{при } I^2 b > 2\pi\sigma rL, \end{cases}$$

$$A = \sqrt{\left| \frac{1}{a} \left(\frac{2\sigma}{r} - \frac{I^2 b}{\pi r^2 L} \right) \right|},$$

$$B = \frac{1}{a} \left(\frac{2\sigma y_0}{r} + \frac{I^2 c}{\pi r^2 L} \right), \quad y_0 = T_0^4.$$

Наряду с этим, численные расчеты профиля температуры были выполнены для случаев, когда безразмерная функция f в уравнении (4) задавалась в виде степенной зависимости $f(t) = t^\alpha$, где $\alpha = -1, 0$ и 1 .

Система уравнений (8) описывает баланс тепла в нанотрубке, включающий процессы нагрева и охлаждения. Указанный баланс существует в ограниченной области изменения напряженности электрического поля и соответственно тока эмиссии. Тем самым превышение определенного значения тока эмиссии вызывает тепловую неустойчивость, которая сопровождается неограниченным возрастанием тока эмиссии и приводит к разрушению нанотрубки. Характер неустойчивости можно качественно проиллюстрировать следующим образом, представив систему уравнений (8) в виде:

$$\begin{cases} F_1(I) = \varphi(E, T(L, I)), \\ F_2(I) = I. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь напряженность поля E фиксирована, а сила тока I произвольна. Уравнение (13) представляет собой равенство двух функций F_1 и F_2 , зависящих от температуры, и содержит в качестве параметра значение тока эмиссии. Устойчивость решения этого уравнения удобно анализировать графическим методом. С этой целью, полагая $\eta = 1$, выделим в уравнении теплопроводности (1), предварительно проинтегрировав его по длине нанотрубки, слагаемые Q_+ и Q_- , отвечающие за процессы нагрева УНТ и ее охлаждения, соответственно

$$Q_+(I) = \frac{I^2}{L} \int_0^L R(T(x, I)) dx, \quad (14a)$$

где Q_+ — количество тепла, выделяемого по всей длине нанотрубки,

$$Q_-(I) = -\pi r^2 \lambda(T_0) \frac{dT(x, I)}{dx} \Big|_{x=0} - 2\pi r \sigma \int_0^L (T^4(x, I) - T_0^4) dx, \quad (14b)$$

Q_- — количество отводимого тепла, $T(x, I)$ — профиль температуры при заданном значении тока эмиссии I (7).

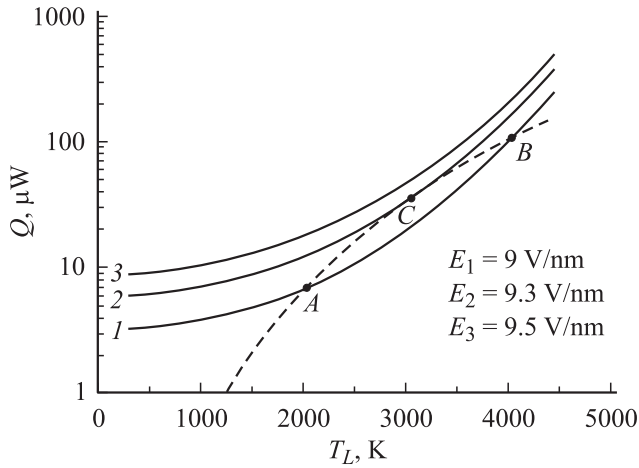


Рис. 1. Температурные зависимости интенсивностей нагрева (сплошные линии) и охлаждения (пунктир) УНТ, вычисленные на основании модели (12) для различных значений напряженности электрического поля вблизи вершины УНТ. Параметры модели: $r = 5 \text{ nm}$, $L = 1.6 \mu\text{m}$, $a = 4.2 \cdot 10^{-9} \text{ W/mK}^{-4}$, $b = 0.2 \cdot 10^{-10} \Omega/\text{K}^{-4}$, $c = 58.5 \text{ k}\Omega$.

Тогда подставив, например, в (14а) эмиссионный ток, рассчитанный из первого уравнения системы (13), а в (14б) — ток из второго уравнения системы (13), получим решение системы уравнений (14) при различных значениях напряженности электрического поля E (рис. 1). Кривая 1 соответствует ситуации, которая реализуется при относительно низких значениях напряженности электрического поля и соответственно тока эмиссии. В этом случае система (14) имеет два решения, одно из которых (низкотемпературное) является устойчивым. Линия 2 представляет решение, соответствующее критическому значению напряженности электрического поля и тока эмиссии. Превышение этих критических значений приводит к отсутствию решения системы (14) (линия 3). В первом случае мы имеем дело со стабильным (точка А) и метастабильным (В) состоянием системы уравнений (14). Действительно, отклонение температуры от значения, определяемого точкой А, приводит к такому нарушению баланса процессов тепловыделения и теплоотвода, в результате которого система возвращается в исходное состояние. Если же такое изменение произойдет в окрестности точки В, то нарушение теплового баланса способствует либо дальнейшему снижению, либо неограниченному росту температуры. Точка С в данной ситуации является критической, в которой реализуется максимально возможное значение напряженности электрического поля и соответственно тока эмиссии. Дальнейший рост напряженности электрического поля (определяемой напряжением питания) приведет к тому, что во всем диапазоне температур процесс нагрева нанотрубки будет преобладать над процессами охлаждения. Физически подобное поведение связано с тем, что в той области токов, где омический нагрев эмитирующей поверхности становится существенным, тепловыделение, которое

определяется нелинейной температурной зависимостью тока эмиссии, не всегда может быть скомпенсировано отводом тепла на подложку или радиационными потерями, эффективность которых зависит от распределения температурного поля по оси нанотрубки. Тем самым можно говорить о процессе неустойчивости, имеющем характер теплового взрыва [14], который ограничивает возможную область изменения значений эмиссионного тока, а следовательно, и область применения полевых эмиссионных катодов на основе УНТ.

Результаты расчетов, выполненных для $T_0 = 300 \text{ K}$ на основании решения системы уравнений (13)–(14) при различных предположениях о температурных зависимостях коэффициентов теплопроводности и сопротивления нанотрубок, представлены на рис. 2, 3. Отметим, что, как показывают расчеты, даже в предположении $\eta = 1$ вклад радиационных потерь в тепловой баланс нанотрубки обычно не превышает 5%. Можно ожидать, однако, что этот вклад будет возрастать с ростом длины нанотрубки. Тем самым учет радиационного охлаждения нанотрубок не влияет качественно на сформулированный в данной работе вывод о механизме ограничения тока эмиссии, связанном с тепловой неустойчивостью. На рис. 2 ВАХ, вычисленные для нанотрубки радиусом $r = 5 \text{ nm}$, длиной $L = 1.6 \mu\text{m}$, коэффициентом усиления электрического поля $\beta = 218.1$ и площадью эмитирующей поверхности $S_0 = 12.57 \text{ nm}^2$, сравниваются с результатами измерений, выполненных в [16] для нанотрубки с такой же геометрией. При расчетах значение R_0 , определяющее температурную зависимость (4) или (11), подбиралось таким образом, чтобы согласовать вычисленную и измеренную ВАХ в области малых токов. При малых токах ВАХ в выбранных координатах представляет

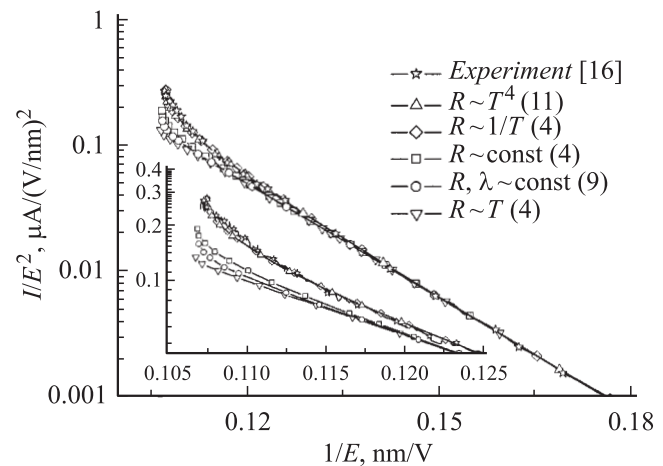


Рис. 2. ВАХ углеродной нанотрубки, вычисленные для различных модельных температурах зависимостей коэффициентов переноса. Параметры расчетов: $T_{\text{max}} = 3043 \text{ K}$ (\star); $R/\lambda = 0.75 \text{ k}\Omega$ (W/mK), $T_{\text{max}} = 1818 \text{ K}$ (\circ); $a = 4.2 \cdot 10^{-9} \text{ W/mK}^{-4}$, $b = 0.2 \cdot 10^{-10} \Omega/\text{K}^{-4}$, $c = 58.5 \text{ k}\Omega$, $T_{\text{max}} = 3093 \text{ K}$ (Δ); $\alpha = 0$, $R_0 = 21 \text{ k}\Omega$, $T_{\text{max}} = 2310 \text{ K}$ (\square); $\alpha = 1$, $R_0 = 5.1 \text{ k}\Omega$, $T_{\text{max}} = 1126 \text{ K}$ (∇); $\alpha = -1$, $R_0 = 156.7 \text{ k}\Omega$, $T_{\text{max}} = 3058 \text{ K}$ (\diamond). На вставке показан увеличенный участок ВАХ.

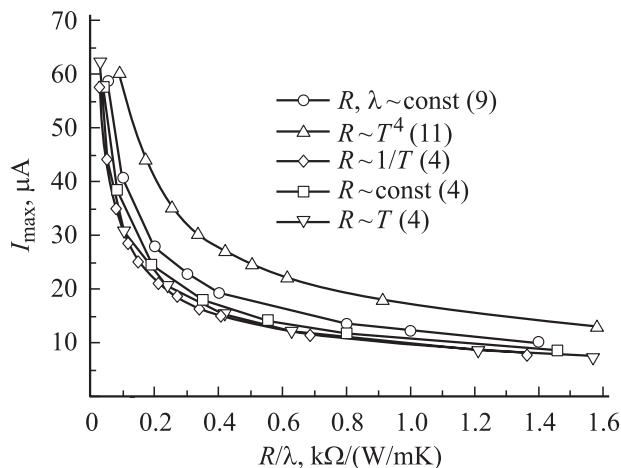


Рис. 3. Зависимости предельных значений тока эмиссии I_{\max} от отношения R/λ , вычисленные для различных модельных температурных зависимостей коэффициентов переноса: $r = 5 \text{ nm}$, $L = 1.6 \text{ }\mu\text{m}$.

собой прямую линию, что соответствует классической зависимости Фаулера–Нордгейма. Отклонения ВАХ от этой зависимости, наблюдаемые при больших токах, обусловлены влиянием нагрева эмиттера. При этом характер отклонения зависит от вида температурной зависимости коэффициента теплопроводности или электрического сопротивления (параметр α (4)). Обрыв ВАХ, наблюдаемый при некотором значении напряженности электрического поля, соответствует порогу возникновения тепловой неустойчивости (точка C на рис. 1). Различия в поведении ВАХ, рассчитанной в рамках различных моделей (4), (9) и (11), в области больших токов объясняется тем, что эмиссионный ток достигает предельных значений при различных значениях температуры T_{\max} наконечника (рис. 2). Чем выше температура нанотрубки, тем больше отличие ВАХ от зависимости Фаулера–Нордгейма, тем „круче“ будет загибаться „хвост“ УНТ.

На рис. 3 представлены зависимости предельного значения тока эмиссии I_{\max} от отношения R/λ при температуре наконечника УНТ, вычисленные для пяти моделей расчета ВАХ, т.е. от предельного значения температуры T_{\max} . Как видно, характер указанных зависимостей весьма слабо зависит от принятых предположений относительно температурной зависимости коэффициентов переноса. Это указывает на универсальную природу рассматриваемой неустойчивости, которая проявляется независимо от модельных предположений. Бросается в глаза отличие результатов модельного аналитического расчета по формуле (12) от результатов численных расчетов (13), (14). Легко убедиться в том, что заложенные в аналитическую модель температурные зависимости коэффициентов переноса соответствуют, при том же энерговыкладе, более интенсивному охлаждению, чем для численных моделей (4). Тем самым оказывается, что тепловая неустойчивость наступает при более высоких

токах. Кроме того, зависимости $R(T)$ и $\lambda(T)$, заложенные в основу аналитической модели, не подчиняются закону Видемана–Франца.

Заключение

Автоэлектронная эмиссия из катода на основе УНТ сопровождается омическим нагревом нанотрубки вследствие протекания по ней эмиссионного тока. Нагрев нанотрубки вызывает повышение температуры в ней, вследствие чего появляются термоэлектроны, у которых энергия лежит выше уровня Ферми, что в свою очередь приводит к дополнительному увеличению эмиссионного тока, который вызывает дополнительный нагрев и т.д. При определенных значениях тока и температуры система стабилизируется. Тепловой баланс эмиттера на основе нанотрубки описывается уравнением теплопроводности для УНТ (1) с учетом связи эмиссионного тока с температурой и напряженностью электрического поля вблизи вершины УНТ (6). Указанная связь имеет стандартный вид и представляет собой зависимость Фаулера–Нордгейма с поправкой на температуру.

В силу значительной неопределенности имеющихся данных о температурных зависимостях коэффициентов переноса УНТ не представляется возможным в рамках данного подхода получить реальные ВАХ нанотрубки и условия возникновения тепловой неустойчивости. Вместо этого система уравнений (1) и (6) решалась при использовании различных модельных предположений о таких зависимостях с целью демонстрации универсального характера неустойчивости рассматриваемого типа. Полученные результаты свидетельствуют о том, что, независимо от принятых предположений о виде температурных зависимостей коэффициентов переноса УНТ, тепловая неустойчивость является фактором, ограничивающим сверху значение тока эмиссии.

Следует отметить, что тепловые эффекты могут оказывать существенное влияние на работу холодных полевых катодов любой природы. Однако рассматриваемое здесь явление тепловой неустойчивости присуще, по видимому, только катодам на основе УНТ. Дело в том, что в отличие от традиционных полевых эмиттеров, имеющих коническую структуру, нанотрубки представляют собой одномерные проводящие системы в виде продолговатого цилиндра, в которых имеется естественное ограничение скорости переноса тепла через поперечное сечение нанотрубки. По мере роста тока тепловыделение возрастает, а скорость теплоотвода остается практически неизменной и даже, в случае падающей температурной зависимости коэффициента теплопроводности нанотрубки, может понизиться. Это, в конечном счете, может привести к неограниченному возрастанию температуры вблизи наконечника нанотрубки и ее термическому разрушению. Указанное явление служит основным предметом исследования в данной работе.

Список литературы

- [1] *Chernozatonskii L.A.* et al. // Chem. Phys. Lett. 1995. Vol. 233. N 1. P. 63.
- [2] *De Heer W.A., Chatelain A., Ugarte D.* // Science. 1995. Vol. 270. N 23. P. 1179.
- [3] *Елецкий А.В.* // УФН. 2002. Т. 172. № 4. С. 401.
- [4] *Choi W.B.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. N 20. P. 3129.
- [5] *Saito Y., Uemura S.* // Carbon. 2000. Vol. 38. N 2. P. 169.
- [6] *Sugie H.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. N 17. P. 2578.
- [7] *Bonard J.M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 19. P. 197602.
- [8] *Bocharov G.S., Eletskiy A.V., Korshakov A.V.* // Rev. Adv. Mater. Sci. 2003. Vol. 5. N 4. P. 371.
- [9] *Bocharov G.S.* et al. // Properties of Synthetic Nanostructures / Ed. by H. Kuzmany. AIP Conf. Proc., 2004. Vol. 723. P. 528.
- [10] *Бочаров Г.С., Елецкий А.В.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 126–130.
- [11] *Bonard J.M.* et al. // Ultramicroscopy. 1998. Vol. 73. N 1. P. 9.
- [12] *Bonard J.M.* et al. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. N 11. P. 115406.
- [13] *Umnov A.G., Mordkovich V.Z.* // Appl. Phys. A. 2001. Vol. 73. N 3. P. 301.
- [14] *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 502 с.
- [15] *Vincent P.* et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. N 7. P. 075406.
- [16] *Sveningsson M.* et al. // Proc. 6th Int. Conf. on the Science and Application of Nanotubes. Göteborg, Sweden, 2005. P. 338.
- [17] *Kim P.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. N 21. P. 215502.
- [18] *Yi W.* et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. N 14. P. R9015.
- [19] *Gao B.* et al. // Proc. 6th Int. Conf. on the Science and Application of Nanotubes. Göteborg, Sweden, 2005. P. 307.
- [20] *Горбачев В.В., Спицына Л.Г.* Физика полупроводников и металлов. М.: Металлургия, 1976. 368 с.
- [21] *Фортвов В.Е.* Низкотемпературная плазма. М.: Наука, 2000. С. 67.