

01;11;12

Усиление электрического поля в холодных полевых катодах на основе углеродных нанотрубок

© М.Д. Бельский^{1,2} Г.С. Бочаров^{2,3} А.В. Елецкий^{2,4} Т.Ж. Sommerer⁵¹ Московский государственный институт электроники и математики, 109028 Москва, Россия² ООО Кинтех, 123182 Москва, Россия³ Московский энергетический институт (технический университет), 111250 Москва, Россия⁴ Российский научный центр „Курчатовский институт“, 123182 Москва, Россия⁵ GE Global Research, 12309 Niskayuna, NY, USA

e-mail: eletskii@imp.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 23 апреля 2009 г.)

Рассмотрена проблема определения коэффициента усиления электрического поля в холодных полевых катодах на основе углеродных нанотрубок (УНТ). Поставлена и решена электростатическая задача определения коэффициента усиления для нанотрубок с различной структурой наконечника, в зависимости от угла наклона нанотрубки к поверхности катода, а также от межэлектродного расстояния. Получена зависимость коэффициента усиления электрического поля для вертикально ориентированных нанотрубок, составляющих массив, от расстояния между нанотрубками. Учет этой зависимости позволяет установить оптимальное значение поверхностной плотности нанотрубок в массиве, соответствующее максимальной плотности тока эмиссии. Исследована вольт-амперная характеристика УНТ-катодов с учетом статистического разброса их углов ориентации, которая сравнивается с зависимостью, полученной ранее с учетом статистического разброса геометрических параметров УНТ.

Введение

Углеродные нанотрубки (УНТ) представляют собой протяженные цилиндрические структуры диаметром от одного до нескольких десятков нанометров и длиной до нескольких микронов, которые состоят из одного или нескольких гексагональных графитовых слоев, свернутых в цилиндр [1–5]. Высокое аспектное отношение (отношение длины нанотрубки к ее диаметру), а также хорошие электрические свойства делают УНТ перспективным материалом для холодных полевых эмиттеров электронов, работа которых основана на туннелировании электронов под действием электрического поля из заземленного катода в условиях вакуума [6–9]. Благодаря высокому аспектному отношению нанотрубки величина электрического поля вблизи ее наконечника значительно превышает среднее значение этого параметра, определяемое как отношение напряжения, приложенного к промежутку, к ширине этого промежутка.

Коэффициент усиления электрического поля для УНТ, определяемый как отношение истинной напряженности электрического поля на наконечнике к среднему значению этого параметра, может достигать нескольких тысяч. Это позволяет получать значительные токи эмиссии с катодов на основе УНТ при умеренных напряжениях (на уровне 1000 В), что в десятки раз ниже соответствующих значений для традиционных эмитте-

ров. Тем самым развитие холодных полевых катодов на основе УНТ приводит к существенному снижению весогабаритных характеристик многих типов вакуумных электронных приборов. К таким приборам относятся в первую очередь плоские дисплеи [10–12], катодно-лучевые трубки [13], источники и усилители СВЧ-излучения [17,18].

Разработка холодных полевых эмиттеров на основе УНТ приводит к созданию нового класса электровакуумных приборов, отличающихся малыми поперечными размерами и сравнительно небольшим значением напряжения питания. Отметим, что проблема разработки полевых эмиттеров на основе УНТ и физические процессы, определяющие их выходные параметры, кратко рассмотрены в обзорах [9,19–21].

Важнейшей характеристикой полевого эмиттера на основе УНТ, определяющей его основные рабочие характеристики, является коэффициент усиления электрического поля. Простое рассмотрение, основанное на решении электростатической задачи, приводит к линейной пропорциональной зависимости коэффициента усиления от аспектного отношения нанотрубки. Однако учет ряда факторов, таких как эффект экранирования электрического поля соседними нанотрубками [22,23], зависимость коэффициента усиления от межэлектродного расстояния [24], угла наклона нанотрубки относительно направления электрического поля, структура наконечника нанотрубки, а также статисти-

ческий разброс характеристик индивидуальных нанотрубок, составляющих массив [25] и т.п., приводит к более сложным закономерностям и придает задаче определения вольт-амперных характеристик холодного катода на основе УНТ глубокое физическое содержание.

В настоящей статье представлены результаты численных расчетов, устанавливающие влияние указанных выше и некоторых других эффектов на условия работы эмиттера на основе УНТ. Это позволяет определить вольт-амперные характеристики подобного рода систем с учетом указанных эффектов и оценить предельные выходные параметры таких эмиттеров.

Усиление поля индивидуальной нанотрубки

Способность эмиттера к усилению электрического поля характеризуется коэффициентом полевого усиления β , определяемым как отношение локального значения напряженности электрического поля на наконечнике E к среднему значению E_0 :

$$\beta = \frac{E}{E_0} = \frac{EL}{U}, \quad (1)$$

где U — приложенное напряжение питания, L — межэлектродное расстояние.

Основным геометрическим параметром, определяющим величину коэффициента усиления индивидуальной нанотрубки, является ее aspectное отношение $\alpha = h/d$, где h — высота нанотрубки, d — ее диаметр. Грубое рассмотрение, основанное на качественном анализе электростатической задачи, приводит к линейной пропорциональности между коэффициентом усиления и aspectным отношением нанотрубки:

$$\beta \approx \frac{h}{d}. \quad (2)$$

Поскольку aspectное отношение для УНТ может достигать значений порядка 1000 и даже выше, полевая эмиссия нанотрубок наблюдается при гораздо более низких значениях приложенного напряжения, чем в случае традиционных холодных полевых эмиттеров.

Зависимость коэффициента усиления электрического поля от геометрии нанотрубки и размера межэлектродного промежутка может быть определена количественно на основании решения электростатической задачи, которая сводится к решению уравнениями, соответствующими нулевому значению потенциала на поверхности катода и заданному значению потенциала на поверхности анода. Численное решение уравнения позволяет определить напряженность электрического поля во всей области межэлектродного промежутка и тем самым установить значение коэффициента полевого усиления в соответствии с выражением (1). В качестве примера подобного расчета на рис. 1 приведены

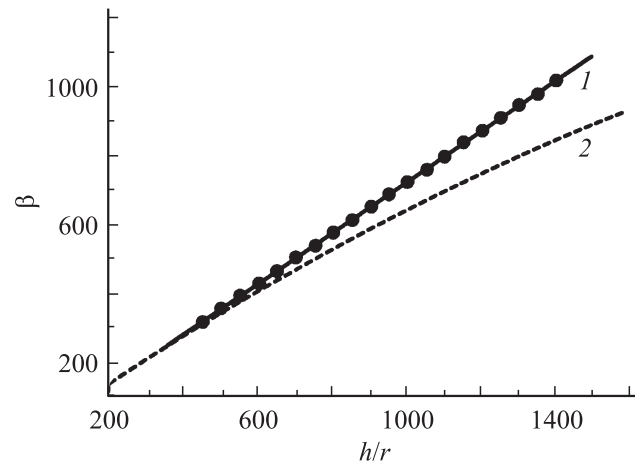


Рис. 1. Зависимость коэффициента полевого усиления нанотрубки от ее aspectного отношения. 1 — нанотрубка моделируется проводящим цилиндром с плоской крышкой $\beta = 0.31 + 0.71 h/r$ [23]; 2 — нанотрубка моделируется столбиком из поставленных друг на друга проводящих шаров $\beta = 5.93 + 0.73 h/r - 0.0001 (h/r)^2$ [26].

зависимости коэффициента усиления β от aspectного отношения нанотрубки, вычисленные в работах [23] и [26].

Нанотрубка моделировалась вертикально ориентированным цилиндром с плоской крышкой [23] и столбиком, состоящим из поставленных друг на друга проводящих сфер [26]. Несколько различающееся поведение этих зависимостей при высоких значениях aspectного отношения может быть объяснено различием в подходах к моделированию УНТ.

Степень чувствительности коэффициента полевого усиления нанотрубки β к структуре ее наконечника может быть оценена на основе результатов расчетов зависимости этого коэффициента от aspectного отношения нанотрубки, выполненных для нанотрубок с различной структурой наконечника [27]. Расчеты проводились для индивидуальной нанотрубки диаметром 10 nm с варьируемой высотой, межэлектродного расстояния $200 \mu\text{m}$ и величины приложенного напряжения 1000 V.

На рис. 2, *a–c* показаны пять типов наконечников, для которых проводились вычисления: *a* — полусфера; *b* — конус с углом раствора 90° , *c* — плоская крышка; *d* — открытый полый цилиндр с толщиной стенки 1 nm; *e* — конус с углом раствора 30° . Результаты расчетов приведены на рис. 2, *f*. Как видно, изменение структуры наконечника УНТ вызывает соответствующее изменение коэффициента полевого усиления в пределах 5–7%. Существенно более высокое значение коэффициента полевого усиления наблюдается в случае конического наконечника с углом раствора 30° . В этом случае структура наконечника вызывает дополнительный эффект усиления электрического поля.

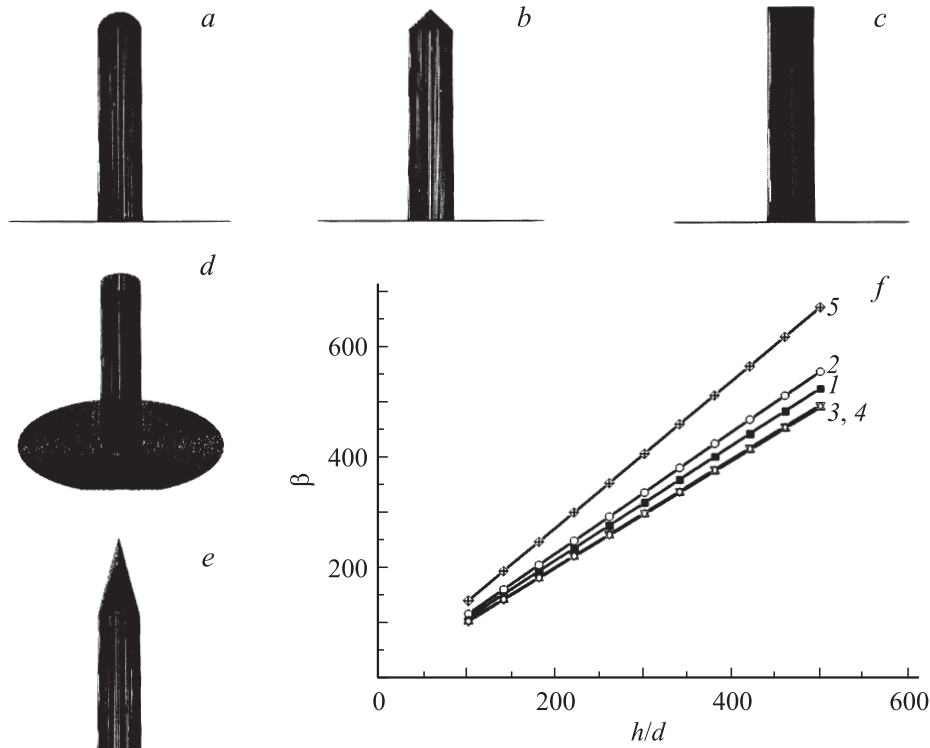


Рис. 2. Различные типы наконечников УНТ, рассмотренные при расчете зависимости коэффициента полевого усиления от аспектного отношения. Кривые на рис. 2, *f* соответствуют частям рис. 2, *a–c*: 1 — *a*, 2 — *b*, 3 — *c*, 4 — *e*, 5 — *d*. Межэлектродное расстояние равно $200 \mu\text{m}$, приложенное напряжение равно 1000 V [27].

Усиление поля при малых межэлектродных расстояниях

Приведенные выше результаты расчетов получены в предположении, что межэлектродное расстояние L значительно превышает высоту нанотрубки h . При нарушении этого условия возникает зависимость коэффициента усиления от межэлектродного расстояния. В самом деле, если, например, расстояние между плоским наконечником нанотрубки и поверхностью анода D много меньше диаметра нанотрубки d , то в промежутке между нанотрубкой и анодом реализуется ситуация плоского конденсатора, и напряженность электрического поля на наконечнике E выражается простым соотношением $E = U/D$. Поскольку среднее значение напряженности электрического поля в приборе $E_0 = U/(h + D)$, это приводит к следующему выражению для коэффициента усиления электрического поля:

$$\beta = \frac{E}{E_0} = \frac{U(h + D)}{DU} \approx \frac{h + D}{D}. \quad (3)$$

Как видно, в предельном случае $D \gg d$ коэффициент усиления не зависит от диаметра нанотрубки и определяется только соотношением между высотой нанотрубки и межэлектродным расстоянием. В общем случае при произвольном соотношении между D и d зависимость коэффициента усиления от межэлектродного расстояния

имеет, естественно, более сложный характер и содержит в качестве параметра также диаметр нанотрубки.

Можно предложить следующую интерполяционную формулу, выражающую связь между геометрией системы и коэффициентом усиления электрического поля при произвольном соотношении между параметрами h , d и D :

$$\beta = \frac{h}{d} \left(1 + \frac{d}{D} \right). \quad (4)$$

В предельных случаях, отвечающих условиям $D \gg d$ и $D \ll d$, это выражение переходит в (2) и (3) соответственно.

Во избежание недоразумений следует указать на различие в подходах разных авторов к определению коэффициента усиления электрического поля. Традиционный подход [9], выражаемый соотношением (1), определяет коэффициент усиления как отношение напряженности электрического поля вблизи вершины нанотрубки к соответствующему значению в промежутке при отсутствии в нем нанотрубки. Альтернативный подход [28–30] определяет этот параметр как отношение напряженности электрического поля вблизи вершины нанотрубки к соответствующему значению вблизи поверхности анода. Указанные два подхода приводят к идентичным значениям β при больших межэлектродных промежутках $D \gg h$. Однако при нарушении этого неравенства значения коэффициента усиления, вычисленные на основании двух

указанных определений, сильно различаются. Так, при условии $d \gg D$ альтернативное определение приводит к парадоксальному выводу об отсутствии эффекта усиления ($\beta = 1$). Значения напряженности электрического поля вблизи вершины нанотрубки, вычисленные на основании двух указанных определений коэффициента усиления, естественно, совпадают, поэтому к альтернативному определению коэффициента усиления следует относиться не как к неправильному, а как к неудобному, затрудняющему анализ ситуации.

Зависимость коэффициента усиления электрического поля для нанотрубки от параметров, определяющих геометрию системы при малых межэлектродных расстояниях, исследовалась экспериментально и теоретически авторами работ [24,28], которые измеряли коэффициент полевого усиления для вертикально ориентированной

нанотрубки диаметром 40 nm в зависимости от межэлектродного расстояния. Результаты выполненных авторами расчетов зависимостей коэффициента усиления от межэлектродного расстояния для нанотрубок указанного диаметра, имеющих высоту $h = 1, 2$ и $3 \mu\text{m}$, что соответствует аспектному отношению $\alpha = h/d = 40, 50$ и 75 , приведены на рис. 3. Значение приложенного напряжения задавалось в расчетах равным 100 V. Как видно, зависимость коэффициента усиления от межэлектродного расстояния проявляется уже при $D/h < 5$, а при $D \sim h$ коэффициент усиления примерно в полтора раза превышает свое асимптотическое значение, соответствующее большим межэлектродным расстояниям.

Численные результаты хорошо описываются аппроксимационной формулой:

$$\beta = \frac{h}{d} \left(0.9 + 1.07 \left(\frac{d}{D} \right)^{0.42} \right), \quad (5)$$

которая, однако, не дает правильного предельного перехода при $D \ll d$.

Влияние наклона УНТ на усиление поля

Выше рассматривался коэффициент усиления вертикально ориентированных нанотрубок. В реальных условиях нанотрубки, составляющие массив эмиттера, могут быть наклонены под различным углом к поверхности катода. Это отражается как на величине коэффициента усиления отдельных нанотрубок, так и на вольт-амперной характеристике катода в целом. Ниже представлены результаты решения электростатической задачи, на основании которых делается вывод о чувствительности эмиссионных характеристик катода на основе УНТ к степени отклонения от вертикальной ориентации индивидуальных нанотрубок.

Пространственное распределение электрического потенциала в окрестности вершины нанотрубки, наклоненной к поверхности катода под различными углами, вычислялось методом граничных элементов, основанным на интегральной формуле Грина, которая позволяет выразить значение потенциала в заданной точке через специальные интегралы по поверхности электродов [31,32]. Под знаком этих интегралов содержится произведение неизвестной функции, определяемой на основании решения интегральных уравнений, и фундаментального решения уравнения Лапласа, представляющего собой в трехмерном случае единицу, деленную на расстояние от данной точки до произвольно определяемого центра координат. Тем самым искомый потенциал выражается в виде суперпозиции потенциалов, создаваемых виртуальными зарядами, расположенными на поверхности проводника. Расположение этих зарядов на поверхности выбирается таким образом, чтобы обеспечить пространственное распределение потенциала в той области, где

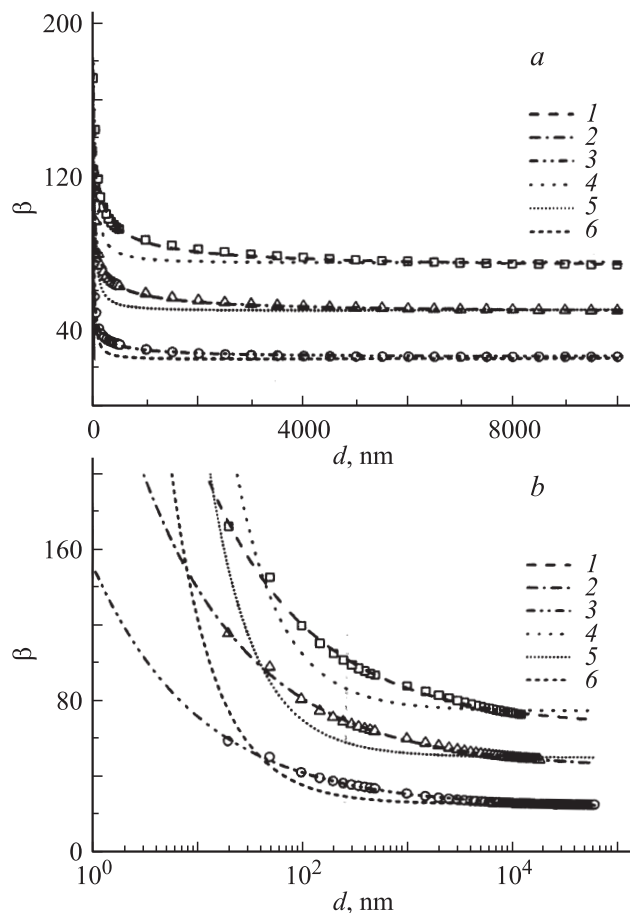


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления электрического поля β от расстояния между вершиной нанотрубки и поверхностью анода, вычисленная для нанотрубок диаметром 40 nm и различной длины: $\square, \triangle, \circ$ — расчеты для нанотрубок высотой $h = 3, 2$ и $1 \mu\text{m}$ соответственно; 1–3 — расчет для этих нанотрубок по аппроксимационной формуле (5); 4–6 — расчет для этих нанотрубок по интерполяционному соотношению (4); *a* — декартовы координаты; *b* — полулогарифмические координаты.

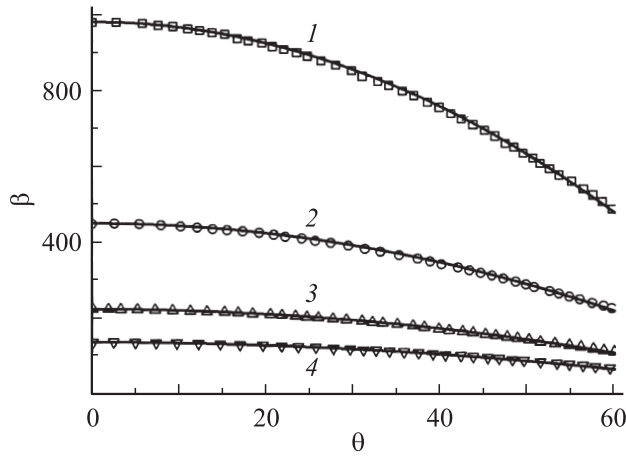


Рис. 4. Зависимости коэффициента усиления электрического поля от угла наклона нанотрубки относительно поверхности катода, вычисленные для нанотрубок высотой $1 \mu\text{m}$ и диаметром $1 - 1.4$, $2 - 3$, $3 - 6$ и $4 - 10 \text{ nm}$ соответственно. Сплошными линиями показана параболическая аппроксимация результатов расчета по формуле (6).

оно известно. Этот метод обеспечивает правильное поведение потенциала на расстояниях от поверхности эмиттера, превышающих расстояние между соседними виртуальными зарядами. При этом распределение потенциала в области, прилегающей к поверхности эмиттера, определяется на основании экстраполяции из более удаленной области.

На рис. 4 показаны результаты численного расчета зависимостей коэффициента усиления электрического поля от угла наклона нанотрубок высотой $1 \mu\text{m}$ и различного диаметра. Эти зависимости хорошо аппроксимируются параболической формулой:

$$\beta = \beta_0(1 - k\theta^2), \quad (6)$$

где θ — угол наклона нанотрубки. Значения коэффициента усиления для вертикально ориентированной нанотрубки β_0 и подгоночного параметра k приведены в таблице. Как видно, значение подгоночного параметра k практически не зависит от диаметра нанотрубки.

Полученные зависимости коэффициента усиления от угла наклона нанотрубки могут быть использованы для определения вольт-амперных характеристик (ВАХ) катода, состоящего из нанотрубок со случайной ориентацией. С этой целью зададим распределение нанотрубок

Значения параметров соотношения (6), определенные для УНТ высотой $1 \mu\text{m}$ и различного диаметра

d, nm	1.4	3	6	10
β_0	795	393	209	132
$k, 10^{-4}$	1.42	1.42	1.42	1.41

по углам наклона в форме распределения Пуассона:

$$dP(\theta) = A \frac{d\theta}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right), \quad (7)$$

где θ_0 — среднее значение угла наклона,

$$A = \frac{1}{\int_0^{90^\circ} \frac{d\theta}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right)} = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{90}{\theta_0}\right)} \quad (8)$$

— нормировочный коэффициент, определяемый на основании стандартного нормировочного соотношения

$$\int_0^{90^\circ} dP(\theta) = \int_0^{90^\circ} \frac{A}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right) d\theta = 1. \quad (9)$$

В случае, если средний угол наклона θ_0 относительно невелик, коэффициент A мало отличается от единицы. Так, $A(\theta_0 = 20^\circ) = 1.011$. Зададим ВАХ индивидуальной нанотрубки в виде зависимости Фаулера–Нордгейма:

$$i_{FN} = 1.6 \cdot 10^8 S_0 \left(\frac{E^2}{\varphi}\right) \exp\left[-\frac{6.8\varphi^{3/2}}{E}\right], \quad (10)$$

где i_{FN} — сила тока (A), S_0 — площадь эмитирующей поверхности (sm^2), $E = E_0\beta$ — напряженность электрического поля вблизи наконечника нанотрубки (V/nm), φ — работа выхода электрона для нанотрубки (eV). Плотность тока, эмитируемого катодом, вычисляется на основании соотношения, учитывающего указанную ВАХ индивидуальной нанотрубки, найденную выше зависимость коэффициента усиления для индивидуальной нанотрубки от угла наклона (6) и случайное распределение нанотрубок по углам (7):

$$\begin{aligned} J &= \int_0^{90^\circ} N i_{FN}(E) dP(\theta) \\ &= \int_0^{90^\circ} N i_{FN}(\beta \cdot E_0) \frac{A}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right) d\theta \\ &= \int_0^{90^\circ} N \cdot i_{FN}(E_0\beta_0(1 - k\theta^2)) \frac{A}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right) d\theta. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь N — число нанотрубок, приходящихся на единичную площадь эмиттера.

ВАХ катодов на основе УНТ различного диаметра и высотой $1 \mu\text{m}$ вычислялись с учетом наклона нанотрубок в соответствии с выражениями (6)–(11). Работа выхода электрона для нанотрубок предполагалась равной $\varphi = 5 \text{ eV}$. Результаты вычислений приведены на рис. 5, а. Как видно, влияние наклона на характер ВАХ катода не слишком велико. Это влияние наиболее ярко выражено при низких полях, когда показатель экспоненты в

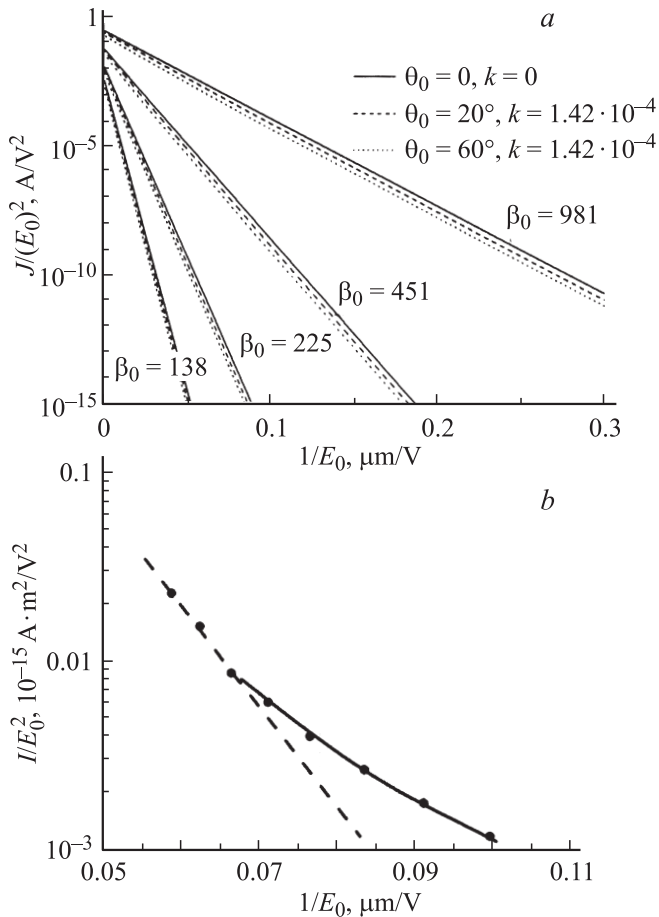


Рис. 5. ВАХ катода на основе УНТ: *a* — вычисленная с учетом наклона нанотрубок в соответствии с выражением (11). Случай без учета наклона соответствует $\theta_0 = 0$; *b* — вычисленная с учетом статистического разброса значений коэффициента усиления индивидуальных УНТ [25]. На рис. 5, *b* кривая соответствует результатам расчета [25]; пунктир — зависимость Фаулера–Нордгейма; точки — эксперимент [33].

соотношении Фаулера–Нордгейма имеет максимальное значение (по абсолютной величине). В этой области учет наклона нанотрубок может привести к снижению плотности тока эмиссии примерно на порядок.

Статистический разброс параметров УНТ

Интересно сравнить полученные зависимости с результатами расчетов ВАХ [25], выполненных с учетом статистического разброса значений коэффициента усиления электрического поля для индивидуальных УНТ. Типичный результат такого расчета приведен на рис. 5, *b*. В этом случае расчет проводился на основе описанного выше подхода, только в качестве случайного распределения нанотрубок по величине коэффициента усиления

использовалось гауссово распределение:

$$P(\beta) = \frac{1}{\Delta\beta\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\beta - \beta_0)^2}{\Delta\beta^2}\right]. \quad (12)$$

Здесь β_0 — среднее значение коэффициента усиления для нанотрубок в массиве, $\Delta\beta$ — дисперсия распределения. Учет статистического разброса приводит к следующему приближенному выражению для ВАХ катода [25]:

$$J = C_1 E_0^2 \beta_0^2 \exp\left[-\frac{C_2}{\beta_0 E_0} + \frac{C_2^2 \Delta\beta^2}{4\beta_0^4 E_0^2}\right], \quad (13)$$

которое является обобщением классического соотношения Фаулера–Нордгейма (10) и переходит в это соотношение при $\Delta\beta = 0$, C_1 и C_2 — константы.

Как видно из сравнения приведенных на рис. 5 зависимостей, статистический разброс значений коэффициента усиления индивидуальных УНТ в большей степени отражается на характере ВАХ катода, чем соответствующий разброс по углам наклона. В обоих случаях отклонение ВАХ от зависимости Фаулера–Нордгейма наиболее существенно проявляется в области малых полей, когда различие токов, эмитируемых нанотрубками с различным значением коэффициента усиления, наиболее значительно.

Экранирование электрического поля

Еще один фактор, влияющий на усиление электрического поля нанотрубками, связан с эффектом экранирования поля со стороны соседних нанотрубок. Этот эффект приводит к зависимости коэффициента усиления нанотрубок от плотности их расположения на подложке. В самом деле, в предельном случае, когда расстояние между вертикально ориентированными нанотрубками стремится к нулю, эффект усиления практически отсутствует, и коэффициент усиления стремится к единице. По мере увеличения среднего расстояния между нанотрубками коэффициент усиления поля растет, стремясь к значению, присущему индивидуальной нанотрубке. Плотность тока эмиссии массива представляет собой произведение тока индивидуальной нанотрубки (10) на поверхностную плотность нанотрубок в массиве N .

Поскольку зависимость тока эмиссии индивидуальной нанотрубки от коэффициента усиления имеет, в соответствии с соотношением Фаулера–Нордгейма (10), резко возрастающий экспоненциальный характер, по мере увеличения среднего расстояния между нанотрубками в массиве первый из двух этих множителей резко возрастает, а второй падает. Таким образом, учет эффекта экранирования приводит к оптимальному среднему расстоянию между нанотрубками в массиве, соответствующему максимальному значению плотности тока эмиссии [22,23]. Это иллюстрируется результатами представленных на рис. 6 расчетов, выполненных для массива вертикально ориентированных УНТ диаметром 1 nm

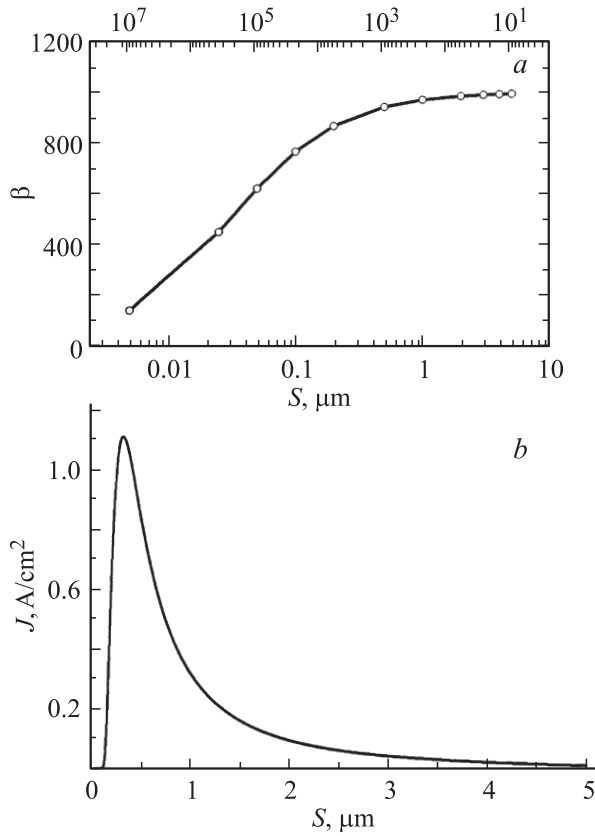


Рис. 6. Результаты решения уравнения Лапласа для двумерного массива одинаковых вертикально ориентированных нанотрубок диаметром 1 nm и высотой $1 \mu\text{m}$, имеющих плоскую вершину [23]: *a* — зависимость коэффициента усиления электрического поля нанотрубки, входящей в массив, от среднего расстояния между нанотрубками S и поверхностной плотности нанотрубок γ , *b* — зависимость плотности тока эмиссии массива УНТ от среднего расстояния между нанотрубками, вычисленная с учетом явления экранирования.

и высотой $1 \mu\text{m}$, имеющих плоскую вершину [23]. Согласно этим расчетам, оптимальное значение среднего расстояния между нанотрубками, обеспечивающее максимальную плотность тока, составляет примерно половину от высоты нанотрубки.

Заключение

Представленные выше результаты расчетов показывают, что существует целый ряд физических факторов, учет которых приводит к отличию коэффициента усиления электрического поля реального эмиттера от соответствующего значения, оцениваемого на основании простого соотношения (2). К числу этих факторов следует, в первую очередь, отнести возможное отклонение нанотрубок, составляющих массив, от вертикального положения, зависимость коэффициента усиления от межэлектродного расстояния, имеющую место при

сравнительно малых межэлектродных расстояниях, эффекты экранирования электрического поля соседними нанотрубками. Вместе с тем расчеты показывают, что разброс в значениях коэффициента усиления нанотрубок, обусловленный возможными различиями в структуре наконечника нанотрубок, находится в пределах 5%, и вряд ли отсутствие учета этого фактора может привести к сколько-нибудь заметным изменениям характеристик катода.

Следует отметить, что наряду с геометрией эмиттера на основе УНТ существенное влияние на его эмиссионную способность оказывают тепловые эффекты, учет которых может привести к количественно иным выводам об оптимальных условиях работы катода. Детальное рассмотрение тепловых эффектов, выполненное на основании решения уравнения теплопроводности для нанотрубки совместно с соотношением Фаулера—Нордгейма [34], приводит к выводу о возможности возникновения тепловой неустойчивости, развитие которой ограничивает предельный ток эмиссии нанотрубки. Оптимальные условия работы холодного полевого эмиттера на основе УНТ могут быть установлены количественно в результате решения указанной выше тепловой задачи совместно с электростатической задачей. Анализ показывает, что указанная оптимальная плотность эмиттеров на поверхности катода в результате учета тепловых эффектов изменяется и оказывается зависящей от геометрии индивидуальной нанотрубки, составляющей массив.

Список литературы

- [1] *Iijima S.* // Nature. 1991. Vol. 354. P. 56.
- [2] *Радушкевич Л.В., Лушкинович Б.М.* // Журн. физ. химии. 1952. Т. 26. С. 88.
- [3] *Endo M., Koyama T., Hishima Y.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1976. Т. 16. P. 2073.
- [4] *Oberlin A., Endo M., Koyama T.* // Carbon. 1976. Vol. 14. P. 133.
- [5] *Елецкий А.В.* // УФН. 1997. Т. 167. С. 945.
- [6] *Gulyaev Yu.V. et al.* // Proc. 7th Int. Vacuum Microel. Conf. Grenoble. 1994. P. 322; Vacuum Sci. & Tech. (B13) 1995. P. 234; Гуляев Ю.В. и др. // Микроэлектроника 1997. Т. 26. № 2. С. 84; Chernozatonskii L.A. et al. // 8th Int. Vacuum Microel. Conf. Portland, Oregon, Technical Digest. 1995. P. 363; Chem. Phys. Lett. 1995. Vol. 233. P. 63.
- [7] *De Heer W.A., Chatelain A., Ugarte D.* // Science. 1995. Vol. 270. P. 1179.
- [8] *Rinzler A.G. et al.* // Science. 1995. Vol. 269. P. 1550.
- [9] *Елецкий А.В.* // УФН. 2002. Т. 172. С. 401.
- [10] *Jung I.S. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. P. 901.
- [11] *Wang Q.H., Yan M., Chang R.P.H.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. P. 1294.
- [12] *Mauger M., Vu T.B.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. Vol. 24. P. 972.
- [13] *Saito Y., Uemura S.* // Carbon. 2000. Vol. 38. P. 169.
- [14] *Yue G.Z. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. P. 355.
- [15] *Zhang J. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 064 106.

- [16] Kawakita K. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. Vol. 24. P. 950.
- [17] Teo K.B.K. et al. // Nature. 2005. Vol. 437. P. 968.
- [18] Milne W.I. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2006. Vol. 24 (1). P. 345.
- [19] Shakir M.I. et al. // Nanotechnology. 2006. Vol. 17. P. R41.
- [20] De Jonge A.N., Bonard J.N. // Proc. R. Soc. A. 2004. Vol. 362. P. 2239.
- [21] Cheng Y., Zhou O.C.R. // Physique. 2003. Vol. 4. P. 1021.
- [22] Nilsson L. et al. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 2071.
- [23] Бочаров Г.С., Елецкий А.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 126.
- [24] Xu Z., Bai X.D., Wang E.G. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. P. 133 107.
- [25] Bocharov G.S., Eletsii A.V., Korshakov A.V. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2003. Vol. 5. P. 34.
- [26] Kokkorakis G., Modinos A., Xanthakis J.P. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. P. 4580.
- [27] Bocharov G.S., Eletsii A.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. Vol. 18.
- [28] Xu Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 87. P. 163 106.
- [29] Edgcombe C.J., Valdré U.J. // Microsc. 2001. Vol. 203. P. 188.
- [30] Edgcombe C.J., Valdré U. // Philos. Mag. B. 2002. Vol. 82. P. 987.
- [31] Мартинсон Т.К., Малов Ю.И. Дифференциальные уравнения математической физики. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 368 с.
- [32] Власова Е.А. Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Приближенные методы математической физики. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. 700 с.
- [33] Bocharov G.S. et al. // Properties of Synthetic Nanostructures / Ed. by H. Kuzmany et al. AIP Conf. Proc. 2004. Vol. 723. P. 528.
- [34] Бочаров Г.С., Елецкий А.В. // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 107.