

10 Моделирование электронных эмиттеров на основе углеродных нанотрубок

© И.А. Рожлейс, Г.В. Тертышникова, Д.Г. Санников

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

e-mail: sannikov-dg@yandex.ru

Поступила в редакцию 03.05.2024 г.

В окончательной редакции 26.07.2024 г.

Принята к публикации 30.11.2024 г.

Предлагается упрощенная (двумерная) модель электронного эмиттера на основе углеродной нанотрубки. Модель реализована с помощью метода конечных элементов средствами COMSOL Multiphysics. Путем моделирования обнаружено, что падающие зависимости Фаулера-Нордгейма получаются в том случае, когда период эмиссии электронов уменьшается обратно пропорционально кубу приложенного к аноду напряжения. С помощью графиков в координатах Фаулера-Нордгейма найдены эффективные значения работы выхода электронов и коэффициента усиления электрического поля, результаты сопоставлены с известными экспериментальными данными. Обсуждаются причины отклонения полученных результатов от экспериментальных и предсказываемых теорией Фаулера-Нордгейма.

Ключевые слова: углеродная нанотрубка, автоэлектронная эмиссия, модель Фаулера-Нордгейма.

DOI: 10.61011/OS.2024.11.59500.6506-24

Автоэлектронная эмиссия в модели Фаулера-Нордгейма (ФН) [1] описывается как подбарьерное туннелирование электронов проводимости во внешнем электрическом поле [2]. Теория ФН хорошо описывает экспериментальные зависимости для традиционных металлических эмиттеров в виде острия при условии, что радиус кривизны острия составляет более 100 нм. Для малых эмиттеров следует учитывать особенности в плотности состояний, характер резистивного нагрева эмиттера, влияние размерного квантования, термоэлектрические эффекты и так далее. Автоэлектронная эмиссия широко применяется при разработке плоских экранов мониторов, миниатюрных рентгеновских трубок и вакуумных ламп, светоизлучающих устройств, усилителей терагерцевого диапазона, высокочастотных вакуумных переключателей [3]. Среди трудностей в разработке полевых эмиттеров — проблемы создания достаточно больших токов полевой эмиссии, долговечности катодов и сложности технологий. Распределение электрического поля в окрестности нанотрубки-эмиттера определяется отношением межэлектродного расстояния к радиусу сферического торца углеродной нанотрубки (УНТ). Поле в окрестности торца УНТ может в сотни раз превышать среднее по объему значение, оцениваемое как отношение падения напряжения к величине межэлектродного промежутка. В результате эмиссионные свойства УНТ проявляются при более низких значениях приложенного напряжения по сравнению с традиционными автоэмиссионными катодами, изготовленными на основе макроскопических металлических острий. При значениях радиуса эмиттера менее 10 нм (сравнимых с шириной потенциального барьера, а также с длиной

волны де Бройля в объеме эмиттера) плотности тока по ФН существенно превышают расчетные плотности тока (учитывающие конкретный трехмерный вид потенциального барьера и эффект размерного квантования) [4].

К настоящему времени разработаны технологии создания источников полевой эмиссии на основе УНТ. Лучшие образцы катодов с УНТ обеспечивают плотности тока полевой эмиссии до 8,5 А/см². Наиболее пригодной технологией для создания УНТ-эмиттеров, обеспечивающих заданные токи в высоковольтных СВЧ-приборах, является так называемая „сэндвич“-технология [5]. Полевые эмиттеры из УНТ могут быть изготовлены путем приклеивания пленки УНТ к графитовому стержню. После термоотжига в вакууме эмиттеры из УНТ демонстрируют улучшенные автоэмиссионные свойства за счет увеличения кристалличности и уменьшения дефектов в УНТ, а также хорошие стабильность и повторяемость автоэмиссии [5,6].

Типичные ВАХ одиночного эмиттера на основе многослойной УНТ (до и после термической обработки) были измерены в экспериментальной работе [7]. В теоретических работах [8,9] рассмотрена полевая эмиссия из УНТ разной длины — от нескольких нанометров до десятков нанометров. При этом на основе квантово-механического описания был вычислен эмиссионный ток и установлена линейная зависимость огибающих тока от напряженности поля.

В настоящей работе мы предлагаем упрощенную модель электронных эмиттеров на основе многослойной УНТ. Анализируется зависимость периода эмиссии электронов от приложенной к УНТ-эмиттеру и аноду

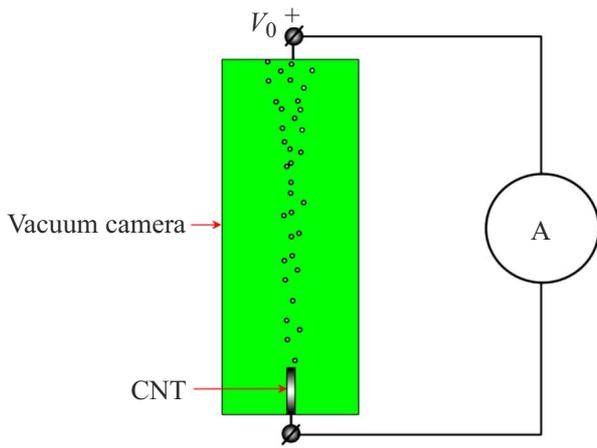


Рис. 1. Геометрия задачи. Одиночный УНТ-эмиттер (катод) расположен в вакуумной камере вертикально (размеры условные).

разности электрических потенциалов, обеспечивающей спадающую линейную зависимость эмиссионного тока в координатах ФН. Полученные эффективные значения работы выхода электронов и коэффициента усиления электрического поля сопоставлены с известными экспериментальными данными.

На рис. 1 представлена схема автоэмиссионного катода на основе УНТ. Для анализа мы используем метод конечных элементов и рассматриваем систему в 2D-геометрии.

Для расчетов тока эмиссии в схеме были выбраны экспериментальные параметры из работы Zhao с сотрудниками [7]. Авторами использовалась классическая формула ФН [10,11]:

$$\log(I/V_0^2) = \log \frac{\beta^2 c_0 A}{\phi^{1/2}} + \frac{c_1}{\phi^{1/2}} - \frac{c_2 \phi^{3/2}}{\beta V_0}, \quad (1)$$

где \log — натуральный логарифм, I — анодный ток [A], V_0 — напряжение смещения [V], константы $c_0 = 1.5 \cdot 10^{-6} [eV^{1/2}]$, $c_1 = 1.5 \cdot 10^{-6} [eV^{1/2}]$, $c_2 = 6.44 \cdot 10^7 [V \text{ cm} (eV)^{-3/2}]$, $\beta = E/V_0$ — коэффициент усиления поля [cm^{-1}], E — напряженность электрического поля [V/cm], ϕ — работа выхода электрона [eV]. Следует отметить, что соотношение ФН (1) имеет приближённый характер и соответствует одномерному случаю, когда эмитирующая поверхность имеет вид бесконечной плоскости, перпендикулярной направлению внешнего электрического поля. Обычно в теории ФН предполагается, что все электроны проводимости в эмиттере имеют одинаковую энергию, соответствующую уровню Ферми материала, что равносильно предположению, что температура проводника пренебрежимо мала по сравнению с энергией Ферми (или работой выхода). В случае нарушения этого предположения электроны, способные к эмиссии, имеют различные энергии, и возникает также температурная зависимость тока эмиссии,

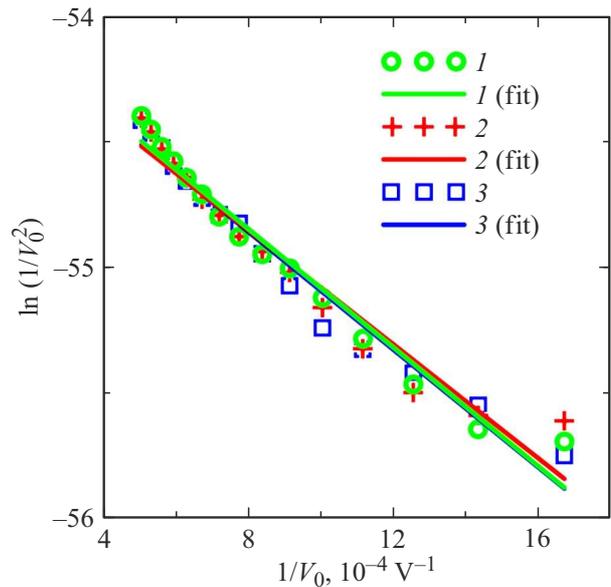


Рис. 2. Графики в координатах ФН для УНТ-эмиттера (площадь эмитирующей поверхности $A_{em} = 3.2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ [7]). Высота камеры $d_2 = 50, 100, 200 \mu\text{m}$ (соответствующие значки и аппроксимирующие прямые имеют индексы 1, 2 и 3); длина УНТ $d_1 = 0.5 \mu\text{m}$. Напряжение V_0 изменяется в диапазоне от 500 до 2000 V. Общее время эмиссии $t_{em} = 40 \text{ ps}$. Период эмиссии электронов T_{em} меняется по закону (2).

учитываемая соответствующей поправкой к выражению ФН [3]. В качестве модельной была выбрана многостенная УНТ с параметрами, указанными в подписи к рис. 2.

На рис. 2 показаны зависимости эмиссионного тока от напряжения смещения в координатах ФН для УНТ, помещенной в вакуумную камеру с разными межэлектродными расстояниями d_0 ($d_0 = d_2 - d_1$). Анализ статистики процесса испускания электронов показал, что падающие, близкие к линейным ФН зависимости получаются в том случае, когда период эмиссии электронов T_{em} уменьшается обратно пропорционально кубу приложенного к аноду напряжения V_0 , т.е. имеет место закономерность вида

$$T_{em} = \frac{c_3}{V_0^3}, \quad (2)$$

где постоянная c_3 находится эмпирически. В целом графики на рис. 2 можно аппроксимировать падающими линейными зависимостями в диапазоне изменения приложенного напряжения. Наклоны прямых позволяют, воспользовавшись соотношением (1), определить эффективное значение работы выхода для эмитирующего материала и коэффициент усиления поля (таблица).

Как следует из таблицы, полученные нами данные неплохо согласуются с данными, представленными в работе [7]. Отметим, что для получения ФН-графиков

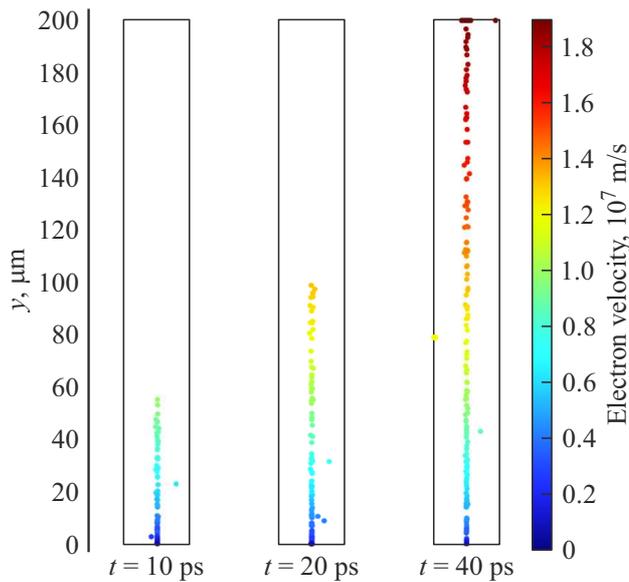


Рис. 3. Картина автоэмиссии УНТ в вакуумной камере в разные моменты времени. Высота камеры $d_2 = 200 \mu\text{m}$; напряжение $V_0 = 1000 \text{ V}$. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

Сравнение расчетных и экспериментально полученных в работе [7] параметров УНТ (№ 2). Значение постоянной $c_3 = 6.7 \cdot 10^7 [\text{V}^3 \text{ s}]$

| Параметр | β, cm^{-1} | φ, eV |
|------------------------|-------------------------|----------------------|
| Настоящая работа | $1.56 \cdot 10^5$ | 6.72 |
| Zhao et al. (2006) [7] | $1.09 \cdot 10^5$ | 5.1 |

мы изменяли значения анодного напряжения в диапазоне от 500 до 2000 V, тогда как в работе [7] оно менялось в диапазоне 300–600 V. Различие в результатах может быть связано и с тем, что в [7] УНТ была наклонена на несколько градусов от оси поддерживающей структуры, а также с неточностью коэффициентов в формуле (1), которые могут меняться при неизбежном нагревании эмитирующей поверхности.

На рис. 3 показаны мгновенные снимки траекторий электронов в разные моменты времени. Видно, что подавляющая часть электронов в моделируемом пучке движется практически вертикально, и только малая их доля отклоняется от оси симметрии системы. Для выбранного напряжения ток на аноде возникает не сразу, а по истечении времени $t_{\text{em}}/2 = 20 \text{ ps}$. Это обстоятельство было учтено при нахождении ФН-характеристик. Отметим, что в настоящей работе мы не учитывали появление термоэмиссионной составляющей, связанной с разогревом одиночной УНТ, которая может возникать при протекании через УНТ тока полевой эмиссии [12].

Заключение

В настоящей работе численно исследован процесс автоэлектронной эмиссии с торца многостенной одиночной УНТ, размещенной в вакуумной камере. Для периода эмиссии электронов T найдена эмпирическая закономерность вида $T = \text{const } V_0^{-3}$, позволяющая получить падающие зависимости ФН. Определенные с помощью полученной зависимости эмиссионного тока от приложенного электрического напряжения значения работы выхода электронов и коэффициента усиления электрического поля близки к полученным в экспериментах [7].

Благодарности

Авторы благодарят С.Г. Моисеева за полезное обсуждение данной статьи.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счёт Российского научно-го фонда (грант № 23-19-00880).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.H. Fowler, L.W. Nordheim. Proc. R. Soc. A, **119** (781), 173 (1928). DOI: 10.1098/rspa.1928.0091
- [2] А.В. Елецкий. УФН, **172** (4), 401 (2002) [A.V. Eletsckii. Physics-Uspokhi, **45** (4), 369 (2002). DOI: 10.1070/PU2002V045N04ABEN001033].
- [3] А.В. Елецкий. УФН, **180** (9) 897 (2010). [A.V. Eletsckii. Uspokhi Fiz. Nauk, **180** (9), 897 (2010). DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009a.0897].
- [4] V.I. Kleshch, P.A. Zestanakis, J.P. Xanthakis. Appl. Surf. Sci., **623**, 156990 (2023). DOI: 10.1016/J.APSUSC.2023.156990
- [5] Г.Г. Соминский, Т.А. Тумарева. Известия вузов. ПНД, **23** (2), 74 (2015). DOI: 10.18500/0869-6632-2015-23-2-74-93
- [6] Y. Sun, D.H. Shin, K.N. Yun, Y.M. Hwang, Y. Song, G. Leti, S.G. Jeon, J. Il Kim, Y. Saito, C.J. Lee. AIP Adv., **4** (7), 77110 (2014).
- [7] G. Zhao, J. Zhang, Q. Zhang, H. Zhang, O. Zhou, L.C. Qin, J. Tang. Appl. Phys. Lett., **89**, 193113 (2006). DOI: 10.1063/1.2387961/332084
- [8] Н.Р. Садыков, С.Е. Жолниров, И.А. Пилипенко. ЖТФ, **91** (7), 1081 (2021). [N.R. Sadykov, S.E. Zholnirov, I.A. Pilipenko. Tech. Phys., **66**, 1032 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221070148].
- [9] Н.Р. Садыков, Р.С. Храбров, И.А. Пилипенко. Письма в ЖТФ, **48** (16), 34 (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.16.53205.19216
- [10] J.P. Sun, Z.X. Zhang, S.M. Hou, G.M. Zhang, Z.N. Gu, X.Y. Zhao, W.M. Liu, Z.Q. Xue. Appl. Phys. A Mater. Sci. Process., **75** (4), 479 (2002). DOI: 10.1007/s003390201403

- [11] V.T. Binh, N. Garcia, S.T. Purcell. In: *Adv. Imaging Electron Phys.* (Elsevier, 1996), p. 63–153. DOI: 10.1016/s1076-5670(08)70156-3
- [12] С.В. Булярский, А.А. Дудин, А.В. Лакалин, А.П. Орлов, А.А. Павлов, Р.М. Рязанов, А.А. Шаманасв. *ЖТФ*, **88** (6), 920 (2018). [S.V. Bulyarskiy, A.A. Dudin, A.V. Lakalin, A.P. Orlov, A.A. Pavlov, R.M. Ryazanov, A.A. Shamaev. *Tech. Phys.*, **63**, 894–899 (2018). DOI: 10.1134/S1063784218060099].