

## Автоколебания в электромеханической системе с полевым эмиттером

В. И. Клещ<sup>1)\*</sup>, А. Н. Образцов\*, Е. Д. Образцова<sup>†</sup>

<sup>†</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

\* Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 августа 2009 г.

Обнаружен эффект возникновения электромеханических автоколебаний в системе, представляющей собой вакуумный диод с полевым катодом из одностенных углеродных нанотрубок. При приложении постоянного напряжения между таким катодом и анодом наблюдалось возникновение стабильных механических колебаний, сопровождающихся колебаниями автоэмиссионного тока. Предложена эмпирическая модель явления, описываемая системой одномерных уравнений механического движения и электрических процессов в системе. Проведен анализ полученных уравнений и показано качественное соответствие экспериментальных и теоретических результатов. Показано, что обнаруженное явление носит общий характер для систем, включающих наноразмерные полевые эмиттеры. Предложенный механизм возникновения автоколебаний может служить основанием для объяснения экспериментально наблюдаемых особенностей таких нано-эмиттеров.

PACS: 07.10.Cm, 78.67.Ch, 79.60.Jv, 79.70.+q

Полевая (автоэлектронная) эмиссия привлекает значительное внимание исследователей в последние десятилетия в связи с появлением нового типа эмиттеров, представляющих собой острые (или лезвийные) структуры с нанометровыми характерными размерами. Наиболее ярким примером таких структур являются углеродные нанотрубки [1]. За счет высокого аспектного отношения напряженность электрического поля на поверхности нанотрубок, создаваемая при приложении напряжения между ними и анодом, может быть в сотни и тысячи раз выше по сравнению с аналогичной для катодов с плоской поверхностью. Это приводит к аномально высоким значениям эмиссионного тока при сравнительно низких значениях приложенного напряжения, что делает нанотрубки привлекательными для использования в приборах вакуумной электроники [1]. В то же время высокое аспектное соотношение и уникальные механические характеристики нанотрубок [2] проявляются в их способности к значительным упругим деформациям под действием внешнего электрического поля [3]. Данное свойство отличает нанотрубки от традиционных, хорошо изученных, автоэлектронных эмиттеров на основе тугоплавких металлов и полупроводников, которые обычно изготавливаются в виде конусообразных острий, неспособных к заметным деформациям [4]. Упругие свойства нанотрубок про-

являются, в частности, при изучении автоэлектронной эмиссии из одиночных трубок, находящихся в состоянии резонансных механических колебаний, возникающих под действием внешнего электрического переменного поля [3, 5, 6].

В то же время, как показали недавние эксперименты, наличие эффективной автоэлектронной эмиссии может приводить к колебаниям и в постоянном внешнем поле. Так, в работе [7] при исследовании автоэлектронной эмиссии в постоянном электрическом поле наблюдались интенсивные механические осцилляции жгута, состоящего из одностенных углеродных нанотрубок. Причины возникновения таких колебаний не были установлены. В работе [8] наблюдались похожие осцилляции многостенных углеродных нанотрубок. Авторы связали данный эффект с “баллистическим” типом эмиссии, при котором электроны эмиттируются группами за счет малой площади эмиттирующей поверхности. В работе [9] изучались колебания полупроводниковых нанопроволок из карбида кремния. Предложенная авторами этой работы математическая модель колебаний эмиттера в постоянном поле качественно согласуется с экспериментальными наблюдениями. Однако сделанные при вычислениях математические приближения, в частности, выбранная геометрия модельного эксперимента, являются сильно идеализированными и не могут быть реализованы в реальном эксперименте. Это не позволяет сделать заключение о том,

<sup>1)</sup> e-mail: klesch@polly.phys.msu.ru

какие именно свойства системы, ее наноразмерность, полупроводниковый характер проводимости, малое трение или другие характеристики, являются ответственными за возникновение колебаний. Недавно эффект возбуждения колебаний в постоянном поле был продемонстрирован и для макроскопических полевых эмиттеров: нитей, скрученных из массива многостенных углеродных нанотрубок [10, 11]. Параметры наблюдаемых колебательных возбуждений оказались схожими со случаем наноразмерных эмиттеров, что свидетельствует о единой природе данных явлений.

В настоящей работе исследовались колебания, возбуждаемые под действием постоянного поля, в системе, включающей полевой катод, изготовленный из одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ). В ходе экспериментальных исследований была однозначно установлена электромеханическая природа колебаний и предложена физическая модель этого явления, которая объясняет возникновение колебаний как для наноразмерных, так и для макроскопических больших объектов, содержащих нано-эмиттеры.

Образцы для исследования автоэлектронной эмиссии изготавливались из пленок, состоящих из переплетенных между собой ОУНТ. Синтез нанотрубок проводился электродуговым методом [12]. Пленки были получены в процессе очистки нанотрубок при осаждении из раствора азотной кислоты на пористый фильтр. Толщина пленок составляла около 0.1 мм. В качестве эмиттеров использовались нарезанные полоски пленки шириной в пределах 0.1–3 мм и длиной 5–20 мм. Полоски закреплялись на стальной подложке за один из концов с помощью графитовой клейкой ленты (рис.1а). Подложка с эмиттером использовалась в качестве катода в конфигурации вакуумного диода с плоским стальным анодом. Измерения эмиссионных характеристик проводились при уровне вакуума  $10^{-6}$  торр. Расстояние между катодом и анодом устанавливалось с помощью микрометрического винта. Между электродами прикладывалось постоянное напряжение от 0 до 5 кВ, при котором измерялась зависимость эмиссионного тока от времени с разрешением 0.1 мкс.

При приложении напряжения свободный конец полоски из ОУНТ изгибался под действием электростатической силы в направлении анода (рис.1б). При достижении порогового значения напряжения возникал автоэмиссионный ток. При этом, несмотря на постоянное приложенное напряжение, в некоторых случаях наблюдались стабильные механические колебания свободного конца эмиттера (рис.1с) и колебания величины автоэмиссионного тока на частотах в диапазоне 100–300 Гц в зависимости от геометрических

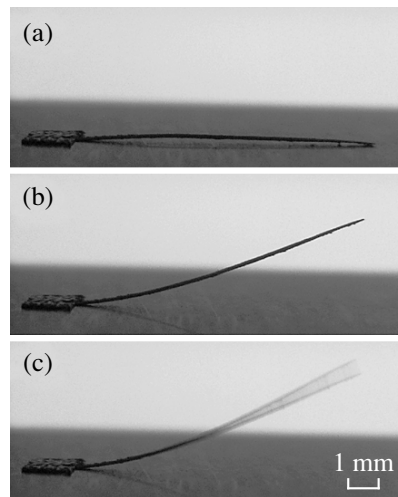


Рис.1. Изображения автоэлектронного эмиттера из ОУНТ пленки. (а) в отсутствие электрического поля, (б) в постоянном электрическом поле ниже порога возникновения автоэмиссионного тока, (с) в постоянном электрическом поле при наличии автоэмиссионного тока в колебательном режиме

размеров исследованных образцов. Типичный вид зависимости тока автоэмиссии от времени показан на рис.2 и имеет характерную форму негармонических

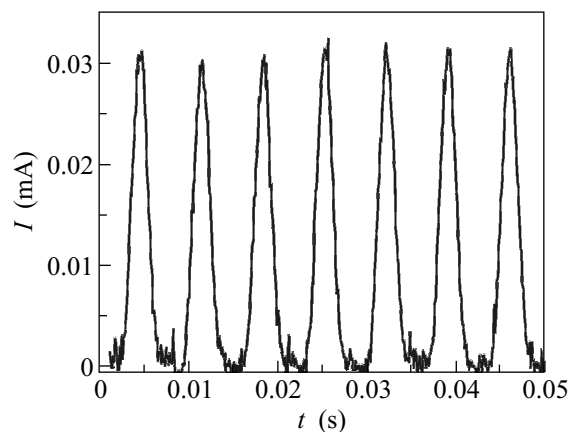


Рис.2. Зависимость автоэмиссионного тока ОУНТ эмиттера от времени при приложении постоянного напряжения. Частота колебаний 150 Гц

периодических колебаний. С увеличением напряжения частота и амплитуда колебаний возрастали до некоторого предела, после которого при дальнейшем увеличении напряжения колебания не наблюдались.

Для того чтобы установить, что колебания возникают не вследствие каких-либо специфических свойств используемых ОУНТ пленок, а определяются только их гибкостью и автоэмиссионными свойствами

ми, были также изготовлены эмиттеры из отрезка медной проволоки длиной 3 см и диаметром 0.25 мм. На одном из концов проволоки закреплялся отрезок ОУНТ пленки размером  $0.5 \times 1$  мм, играющий роль эмиттирующего материала. При использовании такой проволоки с ОУНТ эмиттером также наблюдались аналогичные по форме колебания, которые при приложении постоянного напряжения 5 кВ происходили на частоте около 25 Гц.

Для определения механических колебательных характеристик исследованной системы между электродами прикладывалось напряжение обратной полярности. При использовании напряжения в виде периодических импульсов наблюдались резонансные колебания на собственных частотах, соответствующих механическим характеристикам исследованных образцов. По зависимости амплитуды резонансных колебаний от частоты прикладываемого напряжения был определен характерный декремент затухания, который оказался равным  $\sim 10$ . Было установлено, что колебания тока в постоянном поле, при его полярности, соответствующей получению автоэмиссии, происходят на частотах, близких к собственным.

Таким образом, описанные экспериментальные наблюдения показывают, что, несмотря на существенные потери энергии, в рассматриваемых системах, содержащих автоэммиттеры, при определенных условиях наблюдаются незатухающие колебания, вызванные постоянным приложенным напряжением. Аналогичные негармонические периодические возбуждения наблюдаются в автоколебательных системах различных типов [13], включая, например, биеение сердца, колебания скрипичной струны, электрические колебания в соответствующих цепях, и пр. Как было указано выше, при исследовании автоэмиссии из материалов различного типа также часто отмечаются периодические механические и электрические колебания [3, 5–11], характер которых аналогичен нашим наблюдениям. Общим для всех перечисленных наблюдений является наличие упругих свойств эмиттеров, обеспечивающих их механическую гибкость, а также их наноразмерность, благодаря которой эффективная автоэмиссия наблюдается при относительно невысоких напряжениях. Указанные общие свойства были использованы нами при построении модели колебательной системы, представленной на рис.3.

Механическое движение гибкого упругого эмиттера определяется силой упругости  $F_\omega$ , силой внутреннего трения  $F_v$  и электростатической силой  $F_q$ , действующей на заряд, индуцированный на эмиттере под действием приложенного к электродам напря-

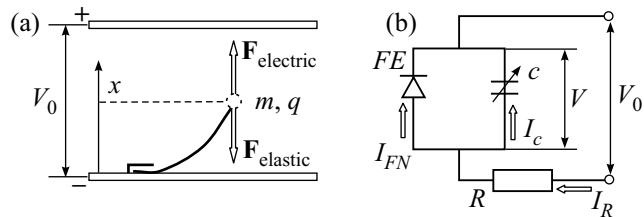


Рис.3. Схема электромеханической модели гибкого эмиттера: (а) схема механической части, состоящая из материальной точки с эффективной массой  $m$  и зарядом  $q$ . Координата  $x$  точки изменяется под действием упругой и электростатической сил, (б) эквивалентная схема электрической части системы, состоящая из сопротивления  $R$ , емкости  $c$  и диода  $FE$  с вольт-амперной характеристикой Фаулера-Нордхейма, подключенных к источнику напряжения  $V_0$

жения  $V_0$ . Величину этих сил можно определить из численных расчетов электростатической задачи Лапласа, методами теории упругости, а также косвенно, основываясь на данных экспериментов по возбуждению резонансных колебаний. Для описания общих свойств автоколебаний достаточно рассмотреть одномерную задачу движения материальной точки в электрическом поле. Считая, что колебания происходят только вдоль линии внешнего поля, и что эффективная масса  $m$  и заряд  $q$  сосредоточены в точке, расположенной на конце эмиттера с координатой  $x$  (см. рис.3а), механическое движение может быть описано вторым законом Ньютона:

$$m\ddot{x} = F_\omega + F_v + F_q. \quad (1)$$

В первом приближении механические свойства эмиттера могут быть описаны законом Гука  $F_\omega = -m\omega_0^2 x$  и линейной по скорости силой трения  $F_v = -m(\omega_0/Q)\dot{x}$ , где  $\omega_0$  – собственная частота и  $Q$  – добротность осциллятора. Электростатическая сила, действующая на эмиттер, может быть выражена как  $F_q = qE$ , где  $E$  – напряженность электрического поля на поверхности эмиттера. Значения напряженности поля  $E$  и индуцированного заряда  $q$  пропорциональны приложенному напряжению и определяются конкретной формой эмиттера при заданной координате  $x$ . В первом приближении  $E$  и  $q$  можно считать линейными функциями координаты  $E(x, V) = (k_1 + k_2 x)V$  и  $q(x, V) = c(x)V$ , где  $c(x) = (k_3 + k_4 x)$  – взаимная емкость эмиттера и плоского анода. Константы  $k_i$  могут быть определены из электростатических вычислений или косвенно из экспериментальных данных.

Когда приложенное напряжение  $V_0$  достаточно для возникновения автоэмиссионного тока  $I_{FN}$ , напря-

жение на поверхности эмиттера  $V$  будет снижено по сравнению с  $V_0$  за счет падения напряжения на эффективном сопротивлении эмиттера  $R$ . Поэтому электрическую часть системы можно представить в виде эквивалентной схемы (см. рис.3b), содержащей источник напряжения, подключенный к сопротивлению  $R$ , емкость  $c$  и диода с вольт-амперной характеристикой, определяемой формулой Фаулера-Нордхейма  $I_{FN}(E) = C_1(\beta E)^2 \exp(-C_2(\beta E)^{-1})$ . Коэффициент  $\beta$  характеризует усиление поля на поверхности эмиттера за счет высокого аспектного соотношения нанотрубок (или наноразмерных эмиттеров других типов). Электрические процессы в схеме описываются законами Кирхгофа:

$$\begin{aligned} V_0 &= I_R R + V, \\ I_R &= I_{FN} + I_c, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $I_c$  – ток через емкость  $c$ , равный  $I_c = dq/dt = d(c(x)V)/dt$ . Используя сделанные приближения, после алгебраических преобразований можно записать систему уравнений (1) и (2) в виде

$$\begin{aligned} \ddot{x} + (\omega_0/Q)\dot{x} + \omega_0^2 x - c(x)E(V, x)Vm^{-1} &= 0, \\ c(x)\dot{V} + V\dot{c}(x) + I_{FN}(E(V, x)) + (V - V_0)R^{-1} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Полученная система дифференциальных уравнений является нелинейной. Для предварительного аналитического анализа системы можно провести процедуру линеаризации уравнений. Предположим, что система совершает малые гармонические колебания вблизи положения равновесия:

$$\begin{aligned} \tilde{x}(t) &= x(t) - x_e = x_1 \cos(\omega t + \alpha), \\ \tilde{V}(t) &= V(t) - V_e = V_1 \cos(\omega t + \beta). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $x_e$  и  $V_e$  – координаты положения равновесия,  $\tilde{x}$  и  $\tilde{V}$  – координаты малых колебаний. Раскладывая эмиссионный ток в ряд вблизи положения равновесия,  $I_{FN}(x, V) = I_e + I_{xe}\tilde{x} + I_{Ve}\tilde{V}$ , и пренебрегая нелинейными членами, после алгебраических преобразований систему (3) можно свести к одному линейному уравнению:

$$\ddot{\tilde{x}} + 2\gamma\dot{\tilde{x}} + a\tilde{x} = 0 \quad (5)$$

с коэффициентом затухания, определяемым формулой

$$\gamma = \frac{\omega_0}{2Q} - \frac{m^{-1}(k_1 + k_2 x_e)I_{xe}}{\omega^2 + (1/(k_3 R) + I_{Ve}/k_3)^2}. \quad (6)$$

Константы, характеризующие положение равновесия  $x_e$ ,  $V_e$ ,  $I_{xe}$ ,  $I_{Ve}$ , определяются величиной приложен-

ного напряжения  $V_0$ . При определенном выборе параметров системы, может существовать область напряжений  $V_0$ , в которой декремент затухания  $\gamma$  становится отрицательным (рис.4а). В данной области

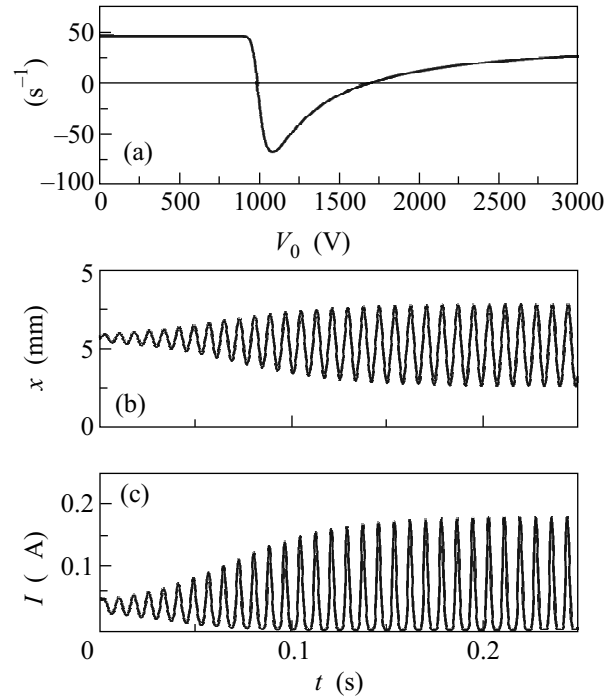


Рис. 4. (а) Зависимость декремента затухания  $\gamma$  от приложенного напряжения  $V_0$ . (b), (c) Зависимости координаты осциллятора и автоэмиссионного тока от времени в автоколебательном режиме при значении напряжения  $V_0 = 1100$  В, соответствующем  $\gamma < 0$ . Параметры модели, использованные при расчете, были оценены из электростатических вычислений, а также по данным эксперимента:  $\omega_0 = 2\pi \cdot 150$  рад/с;  $Q = 10$ ;  $m = 10^{-6}$  кг;  $\beta = 1000$ ;  $R = 10^9$  Ом;  $k_1 = 2 \cdot 10^3$  м $^{-1}$ ;  $k_2 = 5 \cdot 10^5$  м $^{-2}$ ;  $k_3 = 10^{-12}$  Ф;  $k_4 = 3 \cdot 10^{-11}$  Ф/м;  $C_1 = 5.6 \cdot 10^{-21}$  А;  $C_2 = 7.3 \cdot 10^{10}$  В/м

колебания являются расходящимися, то есть происходит явление самовозбуждения системы [13]. При этом колебания перестают быть малыми и уравнение (5) теряет силу. Для описания дальнейшего нарастания, а также возможности установления колебаний необходимо рассматривать нелинейные уравнения. С этой целью был проведен численный расчет системы (3) для параметров, соответствующих эксперименту с ОУНТ пленкой (рис.4b, c). Численные расчеты полностью подтвердили формулу (6). Именно, было получено, что в области напряжений, соответствующих отрицательному трению, происходит установление незатухающих периодических колебаний, тогда как вне этой области колебания зату-

хали. Данные результаты находятся в полном соответствии с экспериментами с ОУНТ пленками.

Процесс возникновения автоколебаний в системе можно описать следующим образом. При приложении электрического поля эмиттер изгибается в направлении анода под действием силы Кулона. Изгиб сопровождается ростом заряда на незакрепленном конце эмиттера за счет увеличения кривизны поверхности катода. Когда локальное значение поля на поверхности эмиттера достигает порогового значения, возникает автоэмиссионный ток, который проявляется в истечении заряда с участка поверхности эмиттера, наиболее близко расположенного к аноду. В результате сила Кулона уменьшается, и под действием упругих сил эмиттер начинает двигаться в противоположном направлении до тех пор, пока электростатическая сила не превзойдет силу упругости. После этого процесс повторяется, и эмиттер изгибается снова. Длительность обратного движения эмиттера можно охарактеризовать временем перезарядки конденсатора  $\tau = RC$ . Если значение  $\tau$  мало, то осцилляции будут затухать вследствие наличия механического трения в системе. Если  $\tau$  достаточно велико, то значение автоэмиссионного тока будет ограничено скоростью притока заряда к поверхности эмиттера. При этом эмиттер может изогнуться сильнее, чем за предыдущий период. Возрастание амплитуды будет происходить до тех пор, пока энергия, переданная осциллятору электрической силой, не сравняется с работой силы трения за период. В данной точке осцилляции станут самоподдерживающимися, то есть система выйдет на предельный цикл. Автоэмиссионный ток в данной системе играет роль нелинейного ограничивающего элемента, за счет которого реализуется положительная обратная связь, наличие которой является необходимым условием для возбуждения большинства автоколебательных систем [13].

Данная модель справедлива для автоэммиттеров любого типа. Однако практическая реализация описанного автоколебательного режима возможна только при сочетании необходимых механических (упругость, гибкость) и эмиссионных (низкие пороговые напряжения, являющиеся результатом высокого аспектного отношения) характеристик, имеющих место в случае ОУНТ и некоторых других наноразмерных материалах. В случае макроскопического эмиттера на основе ОУНТ пленки, были получены частоты порядка 100 Гц. В первом приближении частота обратно пропорциональна характерному размеру системы  $L$ . Считая, что по порядку величины характерный размер эмиттера на основе пленки из ОУНТ  $L = 1$  мкм, можно оценить ожидаемое значение частоты автоколебаний для случая наноразмерного эмиттера (например, в виде отдельной нанотрубки), как  $\omega_{\text{нано}} = 100 \text{ Гц} \times 1 \text{ мкм} / 1 \text{ нм} = 10^8 \text{ Гц}$ . Это значение совпадает по порядку величины с собственными частотами нанотрубок, получаемыми в эксперименте [2, 3, 5, 7–9]. При такой частоте автоколебаний электромеханическая система на основе полевого эмиттера должна излучать высокочастотные электромагнитные волны. В связи с этим данное явление может быть использовано для создания наноэлектромеханических устройств нового типа.

Таким образом, в данной работе было обнаружено явление возникновения электромеханических автоколебаний гибких полевых эмиттеров на основе углеродных нанотрубок в постоянном внешнем поле. Предложена эмпирическая модель явления, позволяющая качественно описать причины возникновения автоколебаний в системах с гибкими эмиттерами. Значительный интерес представляет дальнейшее изучение данного явления для случая отдельных наноразмерных эмиттеров в связи с возможностью генерации ими высокочастотных электромагнитных волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке по программе РАН “Квантовая физика конденсированных сред”, стипендии “Лучшие аспиранты РАН” (В.И. Клещ) и по программе ЕС FP-6 (проект # 033350).

Работа выполнена при финансовой поддержке по программе РАН “Квантовая физика конденсированных сред”, стипендии “Лучшие аспиранты РАН” (В.И. Клещ) и по программе ЕС FP-6 (проект # 033350).

1. А. В. Елецкий, УФН **172**, 401 (2002).
2. А. В. Елецкий, УФН **177**, 233 (2007).
3. P. Poncharal, Z. L. Wang, D. Ugarte et al., Science **283**, 1513 (1999).
4. М. И. Елинсон, Г. Ф. Васильев, Автоэлектронная эмиссия, Москва, 1958.
5. S. T. Purcell, P. Vincent, C. Journet et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 2761031 (2002).
6. V. Sazonova, Y. Yaish, H. Ustunel et al., Lett. Nature **431**, 284 (2004).
7. Y. Saito, K. Seko, J. Kinoshita et al., Diamond Rel. Mat. **14**, 1843 (2005).
8. Z. L. Wang, R. P. Gao, W. A. Heer et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 856 (2002).
9. A. Ayari, P. Vincent, S. Perisanu et al., Nano Lett. **7**, 2252 (2007).
10. Al. A. Zakhidov, R. Nanjundaswamy, A. N. Obraztsov et al., Appl. Phys. A **88**, 593 (2007).
11. A. N. Obraztsov, Al. A. Zakhidov, V. I. Kleshch et al., Proc. of 4th Russian-French workshop on nanosciences and nanotechnologies, 2007, p. 21.
12. E. D. Obraztsova, J.-M. Bonard, V. L. Kuznetsov et al., Nanostructured Materials **12**, 567 (1999).
13. Г. С. Горелик, Колебания и волны, Москва, 1959.