

13

## **О возможности управления красной границей туннельного фотоэффекта в углеродных наноразмерных структурах в широком диапазоне длин волн — от ультрафиолетового до инфракрасного**

© Г.Г. Акчурин, А.Н. Якунин, Н.П. Абаньшин,  
Б.И. Горфинкель, Г.Г. Акчурин, мл.

Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов  
ООО „Волга–Свет“, Саратов  
E-mail: anyakunin@mail.ru

Поступило в Редакцию 13 февраля 2013 г.

Исследован туннельный фотоэффект в микродиоде с локализацией электростатического поля на эмиттере углеродной наноразмерной структуры. Экспериментально обнаружено, что при облучении углеродного эмиттера лазерными и светодиодными пучками фотонов с низкой энергией (меньше работы выхода) в спектральном диапазоне от ближнего УФ (380 nm) до ближнего ИК (1550 nm) микро- и милливаттной оптической мощности возможно инициирование туннельного фототока за счет управления напряженностью поля в зазоре „эмиттер–анод“. Использование модифицированного уравнения Фаулера–Нордгейма для описания неравновесных фотоэлектронов позволяет интерпретировать наблюдаемое явление. Обсуждаются особенности построения и применения фотодетекторов на основе туннельного фотоэффекта с управляемой красной границей. Проведена оценка широкополосности исследуемого фотоэмиттера, прогнозируется возможность его работы в диапазоне длин волн от УФ вплоть до дальнего ИК.

Результаты проведенного Э.Л. Нолле [1] исследования электронной эмиссии активированных цезием и кислородом гранулированных пленок золота и серебра показали, что фотоэффект (ФЭ) в таких структурах определяется вероятностью туннелирования неравновесных фотоэлектронов через потенциальный барьер, образованный активированным слоем. К особенностям туннельного ФЭ на наночастицах было отнесено наблюдаемое экспоненциальное уменьшение интенсивности

длинноволновой части фотоэлектронной эмиссии с увеличением длины волны и неожиданное отсутствие четко определенной красной границы ФЭ. Повышение спектральной чувствительности в полосе шириной приблизительно 100 nm и немонокотонный характер ее зависимости от частоты авторы [2] связывали с возбуждением поверхностных плазмонов. Данное предположение находит подтверждение результатами теоретического анализа, полученными в работе [3]. Явления поверхностного захвата носителей металлическими наночастицами и поиск условий эффективного туннелирования представляют несомненный практический интерес в связи с перспективами его использования при создании новых высокочувствительных фотокатодов с фемтосекундным быстродействием [4].

Однако, на наш взгляд, в [1–4] остались за рамками исследований весьма важные закономерности влияния на параметры туннельного ФЭ уровня интенсивных электростатических полей с высокой напряженностью, которые локализованы на наноразмерных неоднородностях поверхностей фотокатодов. Справедливости ради необходимо отметить, что на связь между напряженностью поля в зазоре между плоскими электродами и незначительным смещением (на уровне 2–3% от длины волны оптического излучения) красной границы ФЭ было указано еще в 1930 году в работе [5], появившейся вскоре после публикации Р. Фаулером и Л. Нордгеймом [6] квантово-механической теории электронной эмиссии в интенсивных электрических полях. Фоточувствительность автоэмиссионного катода, представляющего собой массив допированных бором кремниевых острий, при облучении галогеновой лампой с цветным фильтром была исследована авторами [7]. Была зарегистрирована спектральная чувствительность катода, зависящая как от длины волны излучения, так и от его интенсивности.

Данная работа посвящена изучению обнаруженного в автоэмиссионной наноразмерной углеродной структуре планарного типа с локализацией поля [8,9] явления фоточувствительности по отношению к облучению потоками фотонов малой энергии в диапазоне длин волн, соответствующими значительному (до 6 раз) превышению „красного“ порога классического ФЭ.

Из классического уравнения Эйнштейна для внешнего ФЭ в металлических образцах [10] следует, что при энергии фотона  $h\nu$ , большей или равной разности между вакуумным энергетическим уровнем  $E_0$  и уровнем Ферми  $E_F$ , с вероятностью, равной единице, происходит

туннелирование электрона в вакуум. При этом пороговая длина волны света, определяющая красную границу существования ФЭ, равна

$$\lambda_b(\text{nm}) = 1239.8/\varphi \text{ (eV)}, \quad (1)$$

где  $\varphi = E_0 - E_F$  является работой выхода. Тогда для углерода с работой выхода 5 eV получаем, что для возникновения классического ФЭ пороговая длина волны света должна быть меньшей или равной  $\lambda_b = 248 \text{ nm}$ , что соответствует дальнему УФ-диапазону.

Проведенные нами исследования позволяют утверждать, что в случае формирования сильного электростатического поля в межэлектродном промежутке „эмиттер–анод“ может наблюдаться туннельный ФЭ при энергиях фотонов, существенно меньших работы выхода электрона из эмиттера. Данные результаты не противоречат выражению для вероятности туннелирования после соответствующей модификации модели автоэлектронной эмиссии Фаулера–Нордгейма [6,11]. С целью установления физического механизма обнаруженного туннельного ФЭ в сильных электростатических полях в данной модели необходимо ввести коррективы по учету деформации потенциального барьера, обусловленной влиянием эффекта Шоттки [11,12], в расчет вероятности туннелирования неравновесных фотоэлектронов, возникающих при поглощении фотонов с энергией  $h\nu$ . Использование предложенной модели для оценки влияния сильных электростатических полей напряженностью  $10^7 - 10^8 \text{ V/cm}$  показало, что высотой и шириной потенциального барьера можно управлять, уменьшая их в несколько раз с повышением напряженности поля. Ограничивающим фактором является возникновение электрического пробоя. Столь существенное влияние внешнего поля, выражающееся также в спектральном смещении  $\lambda_b$  в длинноволновую область диапазона по сравнению с оценкой (1), позволяет нам назвать наблюдаемый туннельный ФЭ аномальным. Для энергетического расстояния от уровня Ферми до вершины барьера в [12–14] выведено простое соотношение:

$$\Delta\varphi = \varphi - (e^3\beta U/\Delta Z)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $\beta$  — форм-фактор локального усиления напряженности поля;  $U$  — разность потенциалов внешнего поля на зазоре  $\Delta Z$ . Выражение (2) позволяет оценить и экспериментально проверить те

значения напряженности полей  $E = U/\Delta Z$  и форм-фактора  $\beta$ , которые соответствуют вероятности туннелирования, близкой к 1.

В случае однофотонного процесса при поглощении равновесными электронами эмиттера с граничной энергией Ферми  $E_F$  в поверхностной области, непрерывно облучаемой оптическим пучком с длиной волны  $\lambda = c/\nu$ , возникают неравновесные электроны, энергия которых возрастает на величину  $h\nu$ , и это пространственно-локальное энергетическое распределение характеризуется квазиуровнем Ферми  $E_{Fn}$  [10]. Плотность тока фотоэмиссии  $J$  и соответствующая экспоненциальная зависимость вероятности туннелирования неравновесных фотоэлектронов могут быть определены из модифицированного соотношения Фаулера–Нордгейма [11,12]:

$$J = \frac{e^3}{8\pi h^2(y)} \frac{(\beta U)^2}{\Delta Z^2(\varphi - h\nu)} \exp\left(-\frac{8\pi}{3eh} \frac{(2m)^{1/2}(\varphi - h\nu)^{3/2}\Delta Z\vartheta(y)}{\beta U}\right), \quad (3)$$

где  $\vartheta(y)$  и  $t^2(y)$  — четные медленно убывающие функции [12]; диапазон изменения аргумента  $1 > y \geq 0$ ;  $y = (e^3\beta U/\Delta Z)^{1/2}/(\varphi - h\nu)$  — относительное снижение высоты потенциального барьера для неравновесных фотоэлектронов;  $m$  — масса электрона.

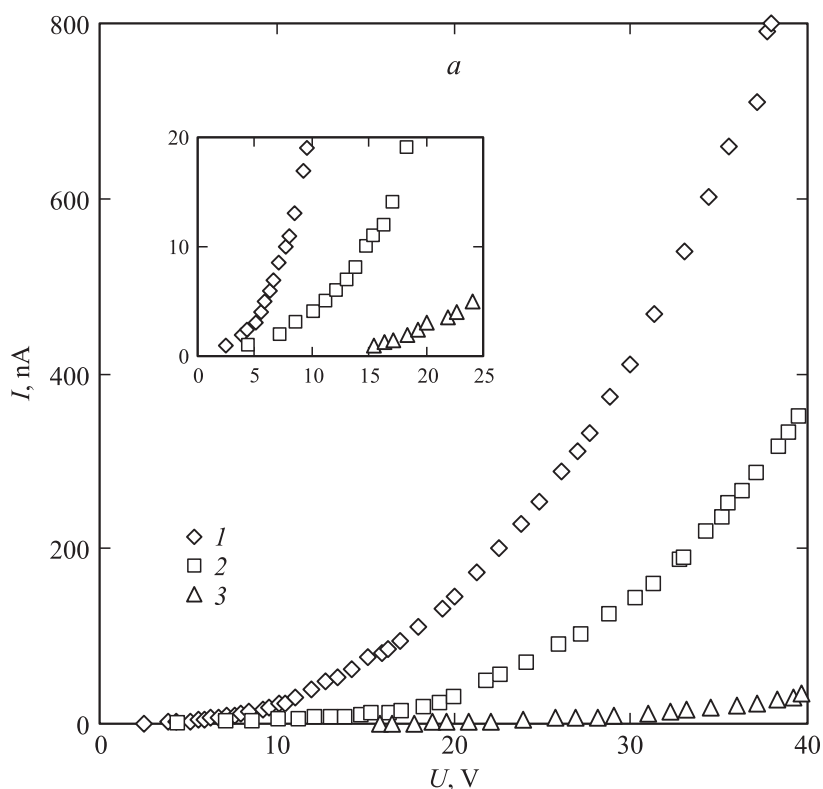
Экспериментально туннельный фототок был обнаружен в вакуумных микродиодах, фотоэмиттер которых создан на основе матрицы диодных ячеек планарно-торцевых автоэмиссионных структур (ПТАС) [8] с лезвиями  $\alpha$ -углерода. Совокупность технологических, конструктивных и топологических особенностей ПТАС [8] обеспечила необходимый запас допустимой плотности тока и надежную защиту лезвия пленки  $\alpha$ -углерода от ионной бомбардировки [9,15]. Технология изготовления всех элементов ПТАС осуществляется с использованием стандартного оборудования планарного цикла методом самосовмещения, поэтому характеризуется высокой стабильностью и воспроизводимостью. Максимальная разность потенциалов „лезвие эмиттера–анод“ не превышала 100 В. Фотодиод представлял собой совокупность эмиттерных гребенок (последовательность пространственно-периодических микролезвий с острием кромки длиной 200 нм и толщиной 20 нм) и анодов, расстояние между плоскостями которых составляло в различных образцах 1–3 мкм.

Методика экспериментального исследования включала предварительное измерение темновых вольт-амперных характеристик микродиодов с углеродными эмиттерами. Туннельный ФЭ в наноразмерных

структурах исследовался зондированием эмиттерных гребенок лазерным гауссовым пучком с шириной, соизмеримой с максимальным размером пространственно-периодической структуры, равной 2.2  $\mu\text{m}$ , а также и при фокусировке с пространственным размером, соизмеримым с одним лезвием. В качестве излучателей в видимой области оптического спектра использовались милливаттные лазеры, работающие в непрерывном режиме на длине волны, соответствующей коротковолновой спектральной области с  $\lambda = 473 \text{ nm}$  (синий) и длинноволновой видимой области с  $\lambda = 633 \text{ nm}$  (красный). Компактный твердотельный лазер на алюмоиттриевом гранате с неодимом с диодной накачкой, излучающий на длине волны  $\lambda = 473 \text{ nm}$ , позволял изменять выходную лазерную мощность  $P$  от 0 до  $P_0 = 60 \text{ mW}$ . Энергия фотона синего лазера равна 2.617 eV, что почти в 2 раза меньше работы выхода из углерода.

Как показали численные оценки и обработка результатов эксперимента по автоэмиссии, для исследуемого случая при разности потенциалов  $U$  на уровне 100 V форм-фактор может достигать  $10^2$ . Тогда при локализации поля с достигнутой напряженностью более  $10^7 \text{ V/cm}$  высота потенциального барьера, согласно (2), может уменьшиться с 5 eV до значения менее 1 eV. Данное предположение впервые получило подтверждение в проведенных нами экспериментах, результаты которых представлены на рис. 1, *a, b*. На рис. 1, *a* видно, что пороговый туннельный фототок при уровнях лазерной мощности, отличающихся на порядок, наблюдается при  $U$  2.4–2.6 V. Регистрируемый темновой пороговый автоэмиссионный ток возникает лишь при  $U > 12.8 \text{ V}$ , т.е. при более высоких значениях  $U$ . Ватт-амперная характеристика, измеренная модуляционным методом и представленная на рис. 1, *b*, близка к линейной, что свидетельствует о наблюдении однофотонного туннельного ФЭ. Нелинейность начинает проявляться лишь при уровне лазерной мощности  $P/P_0 > 0.6$  (плотность оптической мощности  $120 \text{ W/cm}^2$ ).

При облучении эмиттера гауссовым пучком He–He-лазера (ЛГ-207) с длиной волны 633 nm и энергией фотона 1.96 eV потенциал  $U$ , при котором возникал пороговый фототок, возрос до 7 V. Эта тенденция к росту  $U$  по сравнению с наблюдаемыми  $U$  при облучении синим лазером соответствует механизму туннельного ФЭ и выражению (2). Исследовалось также влияние светодиодного излучения УФ (380 nm) и фиолетовой областей (405 nm), ближнего ИК с длинами волны 840 и 950 nm. Туннельный ФЭ наблюдался для всех перечисленных спектральных линий, но при различных пороговых разностях потенциала  $U$ .



**Рис. 1.** *a* — вольт-амперная характеристика фотодиода с наноразмерным углеродным эмиттером при облучении синим твердотельным лазером с диодной накачкой и генератором второй гармоники DPSS (Optronics), длина волны 473 nm, энергия фотона  $h\nu = 2.617$  eV, выходная мощность 20 mW (1); 2 mW (2), темновая автоэмиссионная характеристика (3). *b* — зависимость тока фотодиода от уровня детектируемой лазерной мощности  $P/P_0$  с длиной волны 473 nm для трех значений ускоряющего поля при напряжении:  $U = 21.6$  (1), 30.1 (2), 39.5 V (3).

Особый интерес в связи с потенциальной перспективой создания сверхбыстродействующих фотодетекторов для оптических линий связи представляют исследования туннельного ФЭ при воздействии супер-

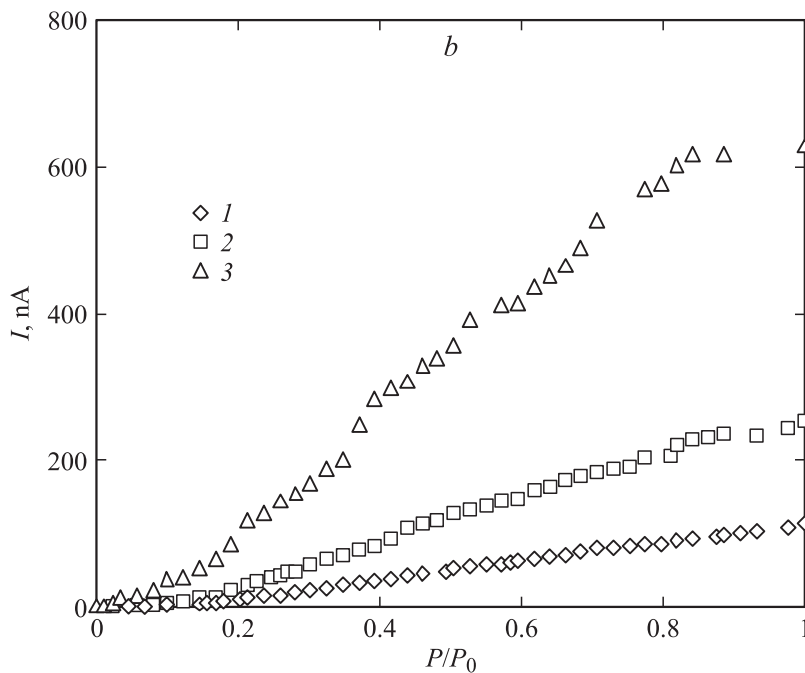
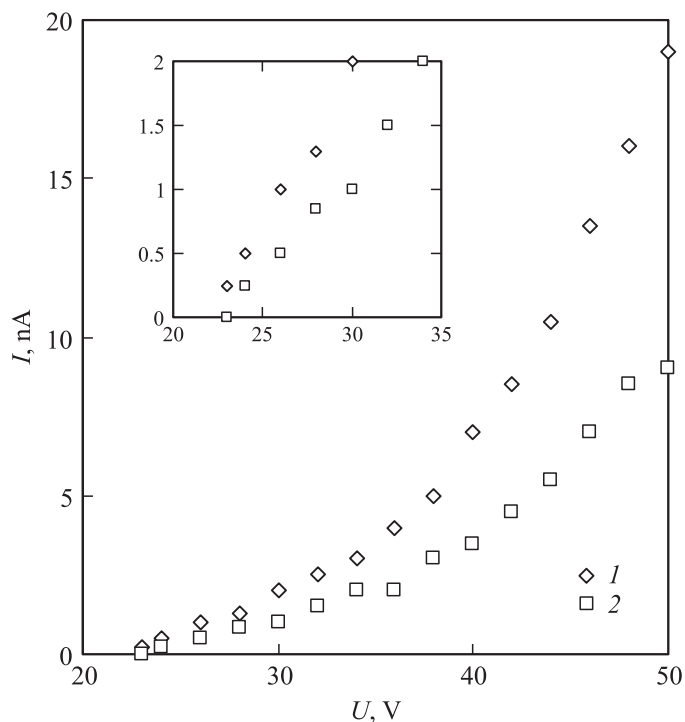


Рис. 1 (продолжение).

люминесцентного диода с  $\lambda = 1550$  nm с одномодовым световодным выходом с диаметром сердцевины волокна  $9\ \mu\text{m}$ . Из результатов на рис. 2 видно, что потенциал появления порогового туннельного фототока почти совпадает с потенциалом возникновения темнового автоэмиссионного. Однако с повышением  $U$  уровень фототока нелинейно возрастает. Поэтому рабочую точку фотодетектора необходимо выбирать при  $U$ , близких к предпробойному, а для устранения влияния автоэмиссионного тока — использовать режим модуляции оптического излучения. Потенциально такой детектор может регистрировать излучение с  $\lambda$  вплоть до  $50\ \mu\text{m}$ , при котором энергия фотонов будет соизмерима с  $kT$  при комнатной температуре.

Таким образом, в сильных электростатических полях как фотоэмиссионный, так и темновой автоэмиссионный токи являются туннельными



**Рис. 2.** Вольт-амперная характеристика фотодиода с наноразмерным углеродным эмиттером: при облучении ИК суперлюминесцентным диодом DL-C 55153A (Denselight), длина волны 1.55 nm, энергия фотона  $h\nu = 0.8$  eV, выходная мощность 2 mW (1) и темновая автоэмиссионная характеристика (2).

токами Фаулера–Нордгейма: неравновесных фотоэлектронов — при облучении эмиттера потоком фотонов, равновесных электронов — при выполнении условий полевой эмиссии. В отличие от классического ФЭ, который наблюдается лишь при энергии фотона, превышающей работу выхода материала (вероятность туннелирования равна 1), туннельный фототок в сильном ( $10^7$ – $10^8$  V/cm) поле возникает при меньшей энергии фотона (экспериментально доказана возможность снижения более чем в 6 раз). Тем самым обеспечивается управление красной границей ФЭ в диапазоне длин волн от УФ до ИК.



Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 12-07-12066-офи\_м.

## Список литературы

- [1] *Нолле Э.Л.* // УФН. 2007. Т. 177. № 10. С. 1133.
- [2] *Нолле Э.Л., Щелев М.Я.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 11. С. 136.
- [3] *Проценко И.Е., Усков А.В.* // УФН. 2012. Т. 182. № 5. С. 543.
- [4] *Щелев М.Я.* // УФН. 2012. Т. 182. № 6. С. 649–656.
- [5] *Lawrence E.O., Linford L.B.* // Phys. Rev. 1930. V. 36. Iss. 3. P. 482.
- [6] *Fowler R.H., Nordheim L.* // Proc. Roy. Soc. Lond. 1928. V. A119. P. 173.
- [7] *Bornmann B., Mingels S., Serbun P.* et al. // Proc. of 25th International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC). 2012. 9–13 July 2012. P. 1–2. DOI: 10.1109/IVNC.2012.6316980.
- [8] *Горфинкель Б.И., Абаньшин Н.П., Якунин А.Н.* // Патент РФ на изобретение № 2446506. Зарег. 27.03.2012 г.
- [9] *Морев С.П., Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И., Дармаев А.Н., Комаров Д.А., Макеев А.Э., Якунин А.Н.* // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 4. С. 399.
- [10] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 668 с.
- [11] *Yuuga Dmitry* / Proefschrift. Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven. 2006. 101 p.
- [12] *Good R.H., Müller E.W.* // Handbuch der Physik / Ed. by S. Flügge. Berlin–Göttingen–Heidelberg: Springer-Verlag, 1956. V. 21. P. 176.
- [13] *Бродский А.М., Гуревич Ю.Я.* Теория электронной эмиссии из металлов. М.: Наука, 1973. 256 с.
- [14] *Fursey G.* Field emission in vacuum microelectronics. New York: Kluwer Academic–Plenum Publishers, 2005. 205 p.
- [15] *Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И., Якунин А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 20. С. 52.