

усиливаться как, обычно, а подавлять друг друга и, следовательно, происходит рост сопротивления базы. В исследуемой структуре сублинейный участок ВАХ начинается с напряжения смещения  $V_b \approx 0,3V$ , продлевается до  $V_b \approx 70V$  и сопротивление базы при этом возрастает примерно в 250 раз. Повышение электрического поля в базе из-за возрастания её сопротивления приводит к увеличению времени диэлектрической релаксации примерно также в двести пятьдесят раз. Скорость же биполярного дрейфа остается почти постоянной на сублинейном участке ВАХ, когда она определяется исключительно модуляцией глубоких примесных уровней. Повышение величины поля сильно влияют на время пролета неравновесных инжектированных электронов, которое равно  $\sim 2 \cdot 10^{-8}$  с, исходя из расчета экспериментальных данных, для конца сублинейного участка. Это значение времени пролета неравновесных электронов в  $2,5 \cdot 10^2$  раз меньше, чем его значение в начале сублинейного участка. Из проведенного анализа становится очевидным, что в конце сублинейного участка в релаксационных процессах доминирующую роль играет время пролета неравновесных носителей тока, следовательно, определяющим током в структуре является дрейфовый ток.

**Заключение:** проделанная работа показала возможность создания новых конструкций детекторных транзисторных  $n^+p-n^*$ -структур вида  $Al-Al_2O_3-pCdTe-\{MoO_3 \text{ или твердый раствор } (CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO_3)_y\}-Mo$ . Их база  $p-CdTe$  имеет с двух сторон МОП- структуры. Для таких детекторных структур диффузионная длина электронов  $L_n \approx 30 \mu m$ , толщина высокоомной базы (чувствительной области) и, соответственно,  $V_b$  намного больше, чем для аналогов. В этих структурах происходит возникновение дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей направленных навстречу друг другу. Эти потоки взаимно компенсируются, что приводит к уменьшению проводимости базы структуры и появлению протяженных сублинейных участков ВАХ в определенном диапазоне напряжения смещения.

*Литература*

- [1]. П.М.Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю.Лейдерман // Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокой примеси. Ташкент, Р. 200 (1981)
- [2]. И.М.Викулин, В.И. Стафеев. Физика полупроводниковых приборов. Москва, «Советское радио», 1980, 296 с.

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ И НАНОТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВО**

**Х.Б.Ашуров, Б.М.Абдурахманов, С.Е.Максимов, Б.Л.Оксенгендлер**

*Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз;  
maksimov\_s@yahoo.com*

Термоэлектричество является важным аспектом в решении энергетической и экологической проблем (эффективно решаемых в связи с солнечным излучением), входящих в перечень 10 глобальных проблем цивилизации [1]. Со времени А.Ф.Иоффе [2], который получил выражение для к.п.д. термоэлемента

$$\eta = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max}} * \frac{Z \frac{T_{max} + T_{min}}{2}}{4} \tag{1}$$

где первая дробь – обычное выражение Карно для обратимых процессов, идёт поиск материалов с максимальным

$$Z \frac{T_{max} + T_{min}}{2} = Z\bar{T} \tag{2}$$

где  $Z$  – число Иоффе (добротность) [2]:

$$Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi} \tag{3}$$

$\alpha$  – коэффициент Зеебека [2], характеризующий термоэлектрическую способность материалов,  $\sigma$  – проводимость данного материала,  $\chi$  – его теплопроводность. Обычно  $ZT < 1$  [3,4], и современные исследования состоят в использовании структурированных объектов, включая наноструктурированные, где для лучших образцов  $ZT \geq 1$  [3]. Стратегия увеличения к.п.д., согласно (1) и (2), состоит в нахождении сред с максимальным  $Z\bar{T}$ . Здесь, однако, возникает принципиальный вопрос, всегда ли для характеристики термоэлементов справедливы формулы (1) и (2). Этот вопрос следует переформулировать более фундаментально: формулы (1) и (2) выведены в представлении

справедливости закона Ома  $j_e = \sigma \frac{d(-\varphi)}{dx}$  и закона Фурье  $j_{heat} = -\chi \frac{d(T)}{dx}$ , т.е. в приближении слабонеравновесной термодинамики Онзагера [5]. Однако не очевидной является справедливость термодинамики Онзагера для нанобъектов, представляющих собой отнюдь не вакуумные щели, случай которых адекватно описывается баллистическими режимами барьера Ландауэра [6-9], а материальные объекты.

Следуя стандартной схеме модели Ландауэра [8], на Рис.1 изображены два резервуара – левый L и правый R, характеризующиеся температурами  $T_L$  и  $T_R$  и химическими потенциалами  $\mu_L$  и  $\mu_R$ , между которыми находится материальный нанобъект с характерным размером  $h$ , называемый обычно туннельным контактом (ТК). Запишем ток квазичастиц между резервуарами ( $\mu_L \neq \mu_R$  и  $T_L \neq T_R$ ) [8]. Тогда для электронного тока имеем выражение:

$$j_e = 2 \int_{v_x > 0} (q_0 v_x) D(\varepsilon_x) \left[ f_0 \left( \frac{\varepsilon - \mu}{k_B T} \right) - f_0 \left( \frac{\varepsilon - (\mu + q_0 \Delta V)}{k_B (T + \Delta T)} \right) \right] \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \quad (4)$$

Здесь  $\mu_L - \mu_R = q_0 \Delta V$ ,  $T_L - T_R = \Delta T$ ,  $f_0(\dots)$  – функция распределения Ферми,  $D(\varepsilon_x)$  – вероятность тунnelирования электрона. Дальнейшее рассуждение всегда состоит в том [7,9], что  $q_0 \Delta V \ll k_B T$  и  $\Delta T \ll T$  ввиду наноразмеров контакта. Используя это выражение, член в квадратных скобках (4) упрощается, и выражение заменяется на:

$$j_e = q_0 \frac{4\pi m k_B T}{(2\pi \hbar)^3} \int_0^\infty D(\varepsilon_x) d\varepsilon_x \int_{\varepsilon_x^*} d\varepsilon^* \left( \frac{\partial f_0(\varepsilon^* - \mu^*)}{\partial \varepsilon^*} \right) [q_0 \Delta V + (\varepsilon^* - \mu^*) k_B \Delta T] \quad (5)$$

Здесь  $\varepsilon^* = \varepsilon / (k_B T)$  и  $\mu^* = \mu / (k_B T)$ ,  $q_0$  – заряд туннелирующей частицы,  $\Delta V$  – переход потенциала на левом и правом контакте вакуумной щели.

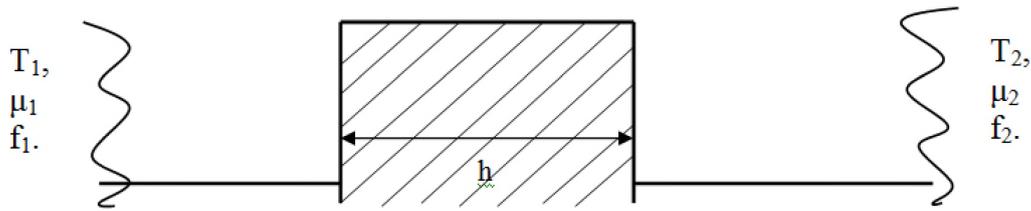


Рис.1. Нанобарьер с характеристиками: теплопроводность  $T_i$ , химический потенциал  $\mu_i$  и функция заполнения Ферми  $f_i$ .

После открытия последней скобки в (5) следует для первого уравнения Онзагера [5,7]:

$$j_e = L_{ee} \frac{\vec{E}}{T} + L_{eq} \nabla \frac{1}{T}, \quad (6)$$

где  $L_{ij}$  – феноменологические коэффициенты Онзагера. Аналогично получается выражение и для потока тепла [5,7]. Отметим, что во всех случаях, описываемых уравнениями (4), (5) и (6), в качестве наноконтакта имеется в виду вакуумная щель.

Таким образом, основой линейного приближения Онзагера для туннельного контакта Ландауэра являются условия  $q_0 \Delta V \ll k_B T$  и  $\Delta T \ll T$ , но для материального наноконтакта положение существенно сложнее. Действительно, наномасштабность материального туннельного контакта, являющегося подсистемой большой системы – термостата, указывает на неизбежность в нём больших флуктуаций. Так, если контакт является замкнутой системой [5], то в нём должны наблюдаться флуктуации температуры; из термодинамической теории флуктуаций имеем:

$$\overline{\Delta T^2} = k_B T / C_V, \quad (7)$$

где  $T$  – температура термостата,  $C_V = \tilde{C}_V d h^3$  – теплоёмкость термостата,  $d$  – плотность вещества термостата (отметим, что квантовость приведёт к некоторым смещениям  $C_V$  из-за дискретизации спектра, однако при высоких  $T$  эта поправка несущественна). Тогда при

$$\sqrt{\overline{\Delta T^2}} = \sqrt{\frac{k_B}{\tilde{C}_V d h^3} T} \geq T_R - T_L < \frac{T_R + T_L}{2} \equiv \bar{T} \quad (8)$$

температурные флуктуации перекрывают перепад температур на наночастице, и условие применимости приближения Онзагера разрушается. Из неравенства  $\sqrt{\frac{k_B}{\tilde{C}_V d h^3}} \bar{T} \geq \bar{T}$ , справедливого по порядку величины и очевидного при большом перепаде температур, т.е. в условиях сильной неравновесности, легко получаем условие, ограничивающее  $h$  сверху:

$$h \leq h^* = (k_B / (\tilde{C}_V d))^{\frac{1}{3}} \quad (9)$$

Оценка  $h^*$ , например, для стёкол, а значит, и для материалов типа гранулированного кремния [10], даёт  $h^* \approx 30 \text{ \AA}$  (отметим, что из-за термодинамического подхода в анализе  $h^*$  результат (9), на наш взгляд, имеет и более общую область применения).

Теперь возникла другая проблема: для того, чтобы указанная флуктуация температуры успевала влиять на электронные процессы, необходимо, чтобы длительность флуктуации  $\sqrt{\Delta T^2}$  превышала характерное время электрон-фононного взаимодействия:  $\tau_{fl} > \tau_{e-ph}$ . Время  $\tau_{fl}$  ограничено проникновением избытка фононных волн в нанобъект и из него сквозь границу с термостатом. Вводя скорость фононов в веществе нанобъекта и термостата ( $c_n$  и  $c_{th}$ ), а также их плотности ( $d \approx d_n$  и  $d_{th}$ ), получим оценку [11] для  $\tau_{fl}$ :

$$\tau_{fl} = \frac{\tau_0}{1 - \left( \frac{d_{th} c_{th} - d_n c_n}{d_{th} c_{th} + d_n c_n} \right)^2} \quad (10)$$

Здесь  $\tau_0 = h/c_n$  - время прохождения фононом наночастицы. Таким образом, условия модификации возникновения термоэлектрического тока в наноконтакте за счёт флуктуаций температуры имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} h \leq h^* &= (k_B / (\tilde{C}_V d))^{\frac{1}{3}} \\ \frac{h/c_n}{1 - \left( \frac{d_{th} c_{th} - d_n c_n}{d_{th} c_{th} + d_n c_n} \right)^2} &> \tau_{e-ph} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Уравнения (11) определяют диапазон эффективной модификации нанотермоэлектричества.:

$$\tau_{e-ph} c_n \left[ 1 - \left( \frac{d_{th} c_{th} - d_n c_n}{d_{th} c_{th} + d_n c_n} \right)^2 \right] < h < \left( \frac{k_B}{\tilde{C}_V d} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (12)$$

Этот анализ позволяет сделать весьма любопытные общие выводы. Недавно в экспериментах были обнаружены эффекты возникновения э.д.с. на противоположных гранях сильнодефектных полупроводников при их нагревании без наличия градиента температур [10,12]. Эксперименты вызвали неоднозначное мнение, вплоть до того, что эти результаты – неучёт экспериментальных ошибок. Отметим, что с точки зрения обычных представлений, основанных на слабонеравновесной термодинамике Онзагера, такие сомнения вполне обоснованы: «нет термодинамической силы – нет потоков». Более того, указанные эксперименты не согласуются с очень важным принципом Кюри-Пригожина [5], согласно которому «симметрия причин явлений не может быть симметричнее симметрии эффекта». В применении к термоэлектричеству это означает, что отсутствие градиента температур (высокая симметрия причины) не может вызвать появления потоков (низкая симметрия). Отметим, однако, что этот принцип справедлив лишь для слабонеравновесных процессов (типа термодинамики Онзагера), для сильнонеравновесных же процессов (типа Пригожина) принцип Пригожина-Кюри не справедлив, и речь может идти лишь о спонтанном образовании структур из квазичастиц (электронов и фононов). Такие процессы спонтанного появления структур – прерогатива науки синергетики. Поэтому проблема ставится так: в предположении справедливости эффектов типа [10,12] надо сказать, что они должны трактоваться в рамках синергетики, что и было сделано ранее авторами [13,14]. Таким образом, возвращаясь к формулам (1) и (2), добавим, что их справедливость в случае синергетики не очевидна, и этот вопрос требует проработки для нанобъектов.

*Литература*

- [1] M.Gretzel. Chem.Letters. 2005. V.34. №1. P.8-13.

- [2] А.И.Иоффе. Полупроводниковые термоэлементы. (М.-Л.: Изд.-во АН СССР, 1960).  
 [3] А.В.Дмитриев, И.П.Звягин. УФН. 2010.Т.180. №8. С.821-838.  
 [4] Г.Абдурахманов, Р.А.Захидов, С.А.Маматкулова. Гелиотехника. 2012. №1. С.12-16.  
 [5] И.Пригожин, Д.Кондепуди. Современная термодинамика. М.: Мир, 2009. 461 с.  
 [6] M.Dragoman, D.Dragoman. Nanoelectronics. Principles and Devices. Oxford Univ.Press. 2009.  
 [7] C.D.Guttman, E.Ben-Jacob, D.J.Bergman. Phys.Rev.B. 1995. V.51. P.17758-17766.  
 [8] R.Landauer. J.Phys.C. 1989. V.1. P.8099.  
 [9] Л.П.Булат, Д.А.Пшеная-Северин. ФТТ. 2010.Т.52. №3. С.452-458.  
 [10] Б.М.Абдурахманов, М.М.Адилов и др. Гелиотехника. 2012. №2. С.17-23.  
 [11] Б.М.Яворский, А.А.Пинский. Основы физики. Т.2. М: Наука, 1981. 486 с.  
 [12] А.С.Саидов. Препринт Р-9-681. Ташкент: Институт ядерной физики АН РУз, 2007. 8 с.  
 [13] A.S.Saidov. Internat. Scient. Journ. for Alternative Energy and Ecology. 2010. №5(97) P.27-33.  
 [14] Б.Л. Оксенгендлер, Б.М. Абдурахманов ДАН РУз. 2011 г. №1. с 26-29.

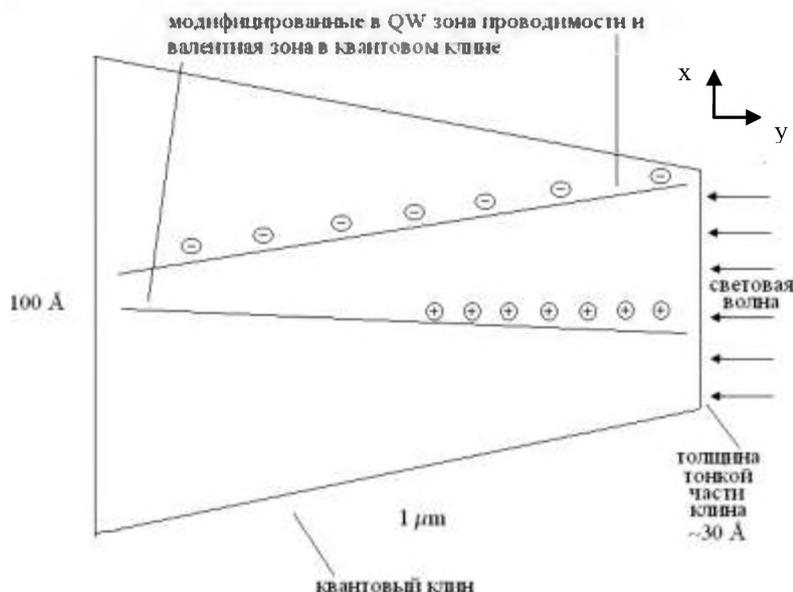
## О ПРОЦЕССАХ ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ В КВАНТОВОМ КЛИНЕ

**Аюханов Р.А.**

Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика - Солнце" Академии Наук Республики Узбекистан,  
 E:mail: [alia@uzsci.net](mailto:alia@uzsci.net)

В работах [1, 2] было показано, что в варизонных квантовых сверхрешетках электроны и дырки смещаются к одному краю зоны квантовой ямы (QW). Между тем такую же варизонность можно создать и на квантовом клине, то есть квантовой пластинке, по одной координате которой меняется ее толщина. В такой системе, в направлении изменения толщины клина, будет происходить изменение ширины QW. Это приводит к изменению ширины запрещенной зоны и, благодаря этому, к возникновению наклонных потенциалов в модифицированной в QW в зоне проводимости и валентной зоне материала клина вдоль направления изменения ширины QW, стимулированной изменением толщины клина. Очевидно, что свободные электроны и дырки, введенные в такую систему (например светом) будут вести себя различно. Рассмотрим эти процессы более подробно.

Пусть вдоль направления  $x$  слева направо клин становится тоньше (то есть его толщина по оси  $y$  уменьшается). Соответственно, модифицированная в QW ширина запрещенной зоны кристалла становится больше, и поэтому появляются встроенные поля для зоны проводимости  $E_n$  и для валентной зоны  $E_p$ , связанные с изменением ширины QW (в направлении  $z$  клин считается бесконечным).



Если падающая на плоскость  $xz$  электромагнитная волна (ЭМВ) возбуждает электроны и дырки, то эти свободные носители будут под действием встроенных полей распространяться по координате  $x$ . При этом электроны начнут опережать дырки как в силу большей подвижности, так и благодаря большей величине встроенного поля. Вследствие взаимодействия возникающих таким