Физика низких температур, 2000, т. 26, № 6, с. 599–604

Горячие электроны в наноконтактах

С. И. Кулинич[1,2], Р. И. Шехтер[1], И. В. Криве[1,2]

[1] *Department of Applied Physics, Chalmers University of Technology and Göteborg University, SE-412 96 Göteborg, Sweden*

[2] *Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина, 47*
E-mail: krive@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 15 декабря 1999 г.

Теоретически исследован вопрос о температуре электронной подсистемы в микроконтакте как функции приложенного напряжения. Показано, что в микроконтактах, характерный размер которых порядка нескольких постоянных решетки (наноконтакты), при достаточно больших приложенных напряжениях нарушается термодинамическое равновесие между электронами и фононами; при этом температура электронной подсистемы — линейная функция приложенного напряжения и по абсолютной величине может достигать значений порядка фермиевской энергии. Эти результаты согласуются с недавно полученными экспериментальными данными.

Теоретично досліджено питання про температуру електронної підсистеми у мікроконтакті як фунції прикладеної напруги. Показано, що в мікроконтактах, характерний розмір яких порядка декількох сталих гратки (наноконтакти), за достатньо великих прикладених напруг порушується термодинамічна рівновага між електронами та фононами; при цьому температура електронної підсистеми є лінійною функцією прикладеної напруги та за величиною може сягати значень порядку фермієвської енергії. Ці результати узгоджуються з нещодавно отриманими експериментальними даними.

PACS: 72.15.Eb

Введение

В нормальных металлах электрический ток переносится электронами, энергия которых релаксирует главным образом за счет электрон-фононных столкновений. Это означает, что электронная и фононная подсистемы в металлах находятся в условиях термодинамического равновесия и поэтому без существенных структурных изменений температура электронов даже при высоких приложенных напряжениях не может значительно (на порядок) превысить дебаевскую температуру.

В экспериментальных работах [1,2], в которых изучали свечение металлических наноконтактов, был зарегистрирован необычный эффект — аномально сильный перегрев электронной подсистемы при больших приложенных к наноконтакту напряжениях (1,5–2 В). В результате анализа спектра излучения было установлено, что температура электронов в наноконтакте достигала фермиевских энергий (0,7–1 эВ) и линейно возрастала с ростом напряжения. Несмотря на то что измеренная температура электронов значительно превышала температуру плавления решетки, значительных структурных изменений в образце не обнаружено.

В результате этих экспериментов возникает важный вопрос — при каких условиях фононы не влияют на транспорт заряда и тепла в металлических микроконтактах и какие параметры в этом случае контролируют температуру электронов.

Проблема создания сильно неравновесного по температуре состояния между электронной и фононной подсистемами в металлах изучалась достаточно давно [3,4]. Хотя даже в макроскопических образцах возможна ситуация, когда каждая из подсистем описывается своей температурой, сильную неравновесность в обычных условиях создать не удается. В работах [5,6] обсуждалась возможность сильного разогрева электронов в тонких металлических пленках и гранулах и общий вывод состоит в том, что квантование уровней энергии электронов эффективно подавляет электрон-фононное взаимодействие и поэтому может обеспечить нарушение термодинамического равновесия между электронами и фононами.

Значительно более привлекательными в этом плане представляются микро- и наноконтакты. Как известно [7], длина свободного пробега электрона в случае, когда электронная и фононная подсистемы находятся в термодинамическом равновесии, является резкой функцией температуры $l_{ep}(T) \sim T^{-3}$ при низких температурах $T << T_D = \hbar\omega_D$ ($\omega_D = s\pi/a$ — дебаевская частота, s — скорость звука, a — период решетки), а при $T \geq T_D$ переходит в более плавную зависимость $l_{ep}(T) \sim \hbar v_F/T$. Для микроконтактов условие термодинамического равновесия между электронами и фононами нарушается и при оценке минимальной длины электрон-фононной релаксации $l_i^{(\mathrm{ph})}$ решетку можно считать холодной. Простые оценки, аналогичные проведенным в [7], показывают, что если энергия электронов в контакте превышает дебаевскую (как в обсуждаемых нами экспериментах) и все фононные моды оказываются вовлеченными в энергетическую релаксацию электрона, то «фононная» длина свободного пробега электронов перестает зависеть от энергии и становится равной (для константы электрон-фононного взаимодействия $\gamma_{ep} \sim 1$) $l_i^{(\mathrm{ph})} \sim a(v_F/s) >> a$. Таким образом, для микроконтактов с длиной $d \leq l_i^{(\mathrm{ph})}$ электрон-фононное взаимодействие происходит вдали от области микросужения, в берегах контакта, где и происходит разогрев решетки. Поскольку в этой области доля «горячих» электронов относительно мала, установление термодинамического равновесия между электронами и фононами в берегах не приводит к плавлению решетки.

Итак, для металлических контактов малых размеров (наноконтактов) электрон-фононное взаимодействие не может обеспечить релаксацию энергии электронов в пределах области контакта и без учета электрон-электронных соударений транспорт заряда в такой системе был бы фазово-когерентным. Как известно, при $T << \varepsilon_F$ вероятность электрон-электронных столкновений сильно подавлена принципом Паули и поэтому для «холодных» электронов (т.е. для электронов с температурой $T << T_D\sqrt{\varepsilon_F/T_D}$) и при низких напряжениях $eU << T$ «электронная» длина релаксации $l_{ee}(T) \sim \varepsilon_F \hbar v_F/T^2$ оказывается больше аналогичной фононной длины. В этом случае транспорт заряда и тепла через контакт описывается теорией Ландауэра—Бюттикера (см., например, [8]) и температура электронов задается средней температурой берегов контакта.

Для объяснения результатов экспериментов [1,2] мы будем предполагать, что как импульсная, так и энергетическая релаксация электронов происходит в пределах микросужения (тепловой режим транспорта). Этот случай всегда реализуется при высоких температурах $T \sim \varepsilon_F$ (плазменный предел), когда электронные длины релаксации становятся порядка межатомного расстояния. Для вырожденной статистики электронов $T << \varepsilon_F$ (металлический предел) электронные соударения также могут сформировать тепловой режим транспорта, если напряжение, приложенное к контакту, достаточно высокое $eU \geq \sqrt{\hbar v_F \varepsilon_F/d} >> T_D\sqrt{\varepsilon_F/T_D}$ (отметим, что в экспериментах [1,2] аномальный разогрев электронов наблюдался только при высоких приложенных напряжениях).

Режим теплового транспорта в микроконтактах впервые изучался в работах [9,10], в которых рассматривался случай только «низких» температур $T << \varepsilon_F$. Поскольку в экспериментах [1,2] зарегистрированные температуры оказались порядка ε_F, представляется целесообразным дополнительно изучить плазменный предел $T >> \varepsilon_F$. В этом и заключается цель настоящего сообщения. (Плазменный предел для электрон-фононного механизма разогрева электронов в микроконтакте между полупроводниками изучался также в [11]). Мы показали, что при $T >> \varepsilon_F$ задача также допускает аналитическое решение и нашли явную зависимость максимальной температуры контакта T_m от величины приложенного напряжения. Сравнение формул, полученных в металлическом и плазменном пределах после экстраполяции в область $T \sim \varepsilon_F$, с данными экспериментов дает основания утверждать, что обнаруженный в [1,2] аномально сильный перегрев электронной подсистемы хорошо объясняется существующей теорией транспорта заряда и тепла через микроконтакты.

1. Тепловой режим транспорта электронов в микроконтактах

В условиях теплового режима транспорта заряда через микроконтакт [9,10] как импульс, так и энергия электронов релаксируют в пределах области микросужения. В этом случае уравнения, определяющие тепловые и электрические характеристики контакта, являются уравнениями непрерывности, выражающими законы сохранения энергии и числа частиц:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0; \qquad \operatorname{div} \mathbf{q} = 0 \ , \qquad (1)$$

где плотности электрического тока $\mathbf{j}$ и полного потока энергии $\mathbf{q}$ имеют вид [12,13]

$$\mathbf{j} = \sigma(T)[-\nabla\varphi - \frac{T}{e}\nabla\frac{\mu}{T} + \lambda(T)\nabla T] \ ,$$
$$\mathbf{q} = -\kappa(T)\nabla T - [\varphi - \lambda(T)T]\mathbf{j} \ . \qquad (2)$$

Здесь φ — электростатический потенциал, e — заряд электрона, μ — химический потенциал. Зависимость коэффициентов σ, κ, λ от температуры находится из решения кинетического уравнения и может быть представлена в виде

$$\sigma(T) = -eI_1(T) \ ; \ \lambda(T) = -\frac{1}{eT}\frac{I_2(T)}{I_1(T)} \ ,$$
$$\kappa(T) = -\frac{1}{eT}\left[I_3(T) - \frac{I_2^2(T)}{I_1(T)}\right], \qquad (3)$$

где

$$I_n(T) = \frac{2e}{3m}\int\frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3}\,\varepsilon^n\,\tau_i(\varepsilon)\,\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon} \ . \qquad (4)$$

Здесь $f_0(\varepsilon)$ — равновесная (фермиевская) функция распределения, $\tau_i(\varepsilon)$ — время релаксации. Для контактов с длинами меньше электрон-фононной длины свободного пробега $\tau_i(\varepsilon)$ определяется процессами электрон-электронных столкновений. В интересующей нас области напряжений $eU >> T_D\sqrt{\varepsilon_F/T_D}$ именно эти процессы обеспечивают быструю релаксацию энергии электронов и приводят к аномально сильному разогреву электронной подсистемы.

Температурная зависимость химического потенциала $\mu(T)$ определяется из условия сохранения полного числа частиц. Для металлов условие электронейтральности гарантирует выполнение этого соотношения как в случае слабого ($T << \varepsilon_F$), так и сильного ($T >> \varepsilon_F$) разогревов.

Систему уравнений (1)–(3) необходимо дополнить граничными условиями. Для микроконтакта естественными граничными условиями является отсутствие переноса тепла и заряда через границу контакта:

$$j_n(\mathbf{r}\in\Sigma) = q_n(\mathbf{r}\in\Sigma) = 0 \ , \qquad (5)$$

где $\mathbf{n}$ — нормаль к границе Σ микроконтакта. Кроме того, для симметричного контакта имеем

$$\varphi\,(z\to\pm\infty) = \frac{U}{2}\,\mathrm{sgn}\,(z) \ ; \ T(z\to\pm\infty) = T_0 \ . \qquad (6)$$

Здесь U — разность потенциалов, приложенная к контакту; T_0 — температура берегов контакта (ось z направлена вдоль оси контакта).

Система уравнений (1)–(3) вместе с граничными условиями (5), (6) представляет замкнутую систему уравнений для определения координатной зависимости электрического потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ и распределения температуры $T(\mathbf{r})$ при любом соотношении между фермиевской энергией $\mu(T = 0)$ и максимальной температурой T_m в микроконтакте. Однако аналитическое решение сформулированная задача имеет в предельных случаях слабого $T_m << \varepsilon_F$ («металлический» предел) и сильного $T_m >> \varepsilon_F$ («плазменный» предел) разогревов. Для объяснения обнаруженного в эксперименте сильного ($T_m \sim \varepsilon_F$) разогрева электронов необходимо решить задачу в плазменном пределе. Случай слабого разогрева ($T_m << \varepsilon_F$) теоретически изучен в работах [9,10], где был предложен удобный метод решения уравнений (1)–(3).

Физически очевидно, что в режиме теплового транспорта максимальная температура T_m электронов в микроконтакте должна контролироваться приложенным к контакту напряжением и слабо зависеть от геометрии контакта. С учетом азимутальной симметрии металлического $3D$ контакта поставленную задачу математически удобно решать в геометрии сплюснутого эллипсоида вращения [9,10]: $0 \le u \le \theta$; $-\infty \le v \le \infty$; $0 < \phi < 2\pi$. Связь координатной системы $\{u, v, \phi\}$ с декартовой системой координат $\{x, y, z\}$ дается соотношениями

$$x = d_0\sin u\,\mathrm{ch}\,v\cos\phi \ ; \ y = d_0\sin u\,\mathrm{ch}\,v\sin\phi \ ;$$
$$z = d_0\cos u\,\mathrm{sh}\,v \ ,$$

где $d_0 = d/2\sin\theta$ — эффективная длина микроконтакта ($u = \theta = \mathrm{const}$ на границе Σ микроконтакта).

Из симметрии задачи следует, что температура T и электрический потенциал φ могут быть функциями только координаты v и, следовательно, система уравнений (1)–(3) сводится к

$$\frac{\partial}{\partial v}\left\{\sigma(T)\,\mathrm{ch}\,v\left[\frac{\partial\varphi}{\partial v} + \frac{T}{e}\frac{\partial}{\partial v}\frac{\mu}{T} - \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial v}\right]\right\} = 0 \ ,$$
$$\frac{\partial}{\partial v}\left\{\kappa(T)\,\mathrm{ch}\,v\,\frac{\partial T}{\partial v}\right\} + \sigma(T)\,\mathrm{ch}\,v\times \qquad (7)$$
$$\times\left[\frac{\partial\varphi}{\partial v} + \frac{T}{e}\frac{\partial}{\partial v}\frac{\mu}{T} - \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial v}\right]\frac{\partial}{\partial v}[\varphi - \lambda(T)T] = 0 \ .$$

Вначале, следуя [9,10], кратко рассмотрим случай низких температур. В металлическом пределе температурной зависимостью химического потенциала можно пренебречь $\mu\,(T << \varepsilon_F) \simeq \varepsilon_F$. Для определения максимальной температуры T_m разогрева электронов в микроконтакте можно не конкретизировать температурную зависимость кинетических коэффициентов, входящих в уравнения (7). Действительно, в изучаемом пределе коэффициент термоэдс $\alpha(T) \equiv \lambda(T) + \mu/eT$ мал по параметру T/ε_F и в основном приближении может быть положен равным нулю. Система (7) в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial v}\left(\sigma(T)\,\mathrm{ch}\,v\,\frac{\partial\varphi}{\partial v}\right) = 0\ ,$$

$$\frac{\partial}{\partial v}\left(\kappa(T)\,\mathrm{ch}\,v\,\frac{\partial T}{\partial v}\right) + \sigma(T)\,\mathrm{ch}\,v\left(\frac{\partial\varphi}{\partial v}\right)^2 = 0\ . \tag{8}$$

В полученных уравнениях удобно сделать замену переменной $\xi = \xi(v)$, $\xi_1 < \xi < \xi_2$, где

$$\xi(v) = \int\limits_0^v \frac{dv}{\sigma(T)\,\mathrm{ch}\,v}\ ; \qquad \xi_{1,2} = \xi\,(\mp\infty)\ .$$

В терминах переменной ξ система уравнений (8) существенно упрощается:

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(L(T)T\,\frac{\partial T}{\partial\xi}\right) + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\right)^2 = 0\ , \qquad \frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi^2} = 0\ , \tag{9}$$

где

$$L(T) = \frac{\kappa(T)}{T\sigma(T)}\ .$$

Таким образом, для интегрирования уравнений (9) нам необходимо знать только отношение коэффициентов тепло- и электропроводности. Для упругих столкновений выполняется закон Видемана—Франца (см., например, [12]) и $L(T) = L_0$ ($L_0 = \pi^2/3e^2$ — число Лоренца, здесь и в дальнейшем постоянная Больцмана $k_B = 1$). Хотя в рассматриваемом режиме теплового транспорта релаксация энергии электронов происходит в пределах микроконтакта за счет неупругих электрон-электронных соударений, в грязных образцах основной вклад в тепло- и электросопротивление вносит упругое рассеяние на примесях и, следовательно, в уравнениях (9) можно положить $L(T) = L_0$.

Элементарное интегрирование (9) с учетом граничных условий (5), (6) (для простоты мы положили температуру берегов контакта $T_0 = 0$) приводит к следующему выражению для максимальной температуры микроконтакта [9,10]:

$$T_m = \frac{U}{2\sqrt{L_0}}\ .$$

Используя теоретическое значение числа Лоренца, для T_m получаем оценку $T_m \simeq 0{,}27eU$, что по порядку величины совпадает с температурной зависимостью, измеренной в [1,2]. Тем не менее очевидно, что при столь высоких температурах использованное нами «низкотемпературное» ($T << \varepsilon_F$) приближение несправедливо. Поэтому для объяснения результатов экспериментов [1,2] необходимо дополнительно изучить «плазменный» ($T \geq \varepsilon_F$) предел.

2. Электронная плазма в металлических микроконтактах

Особенность рассматриваемого ниже предельного случая по сравнению с ранее исследовавшимися состоит в том, что, заменяя ферми-распределение распределением Максвелла («плазма»), мы, тем не менее, считаем выполненным условие электронейтральности («металл»). Как следствие,

$$\nabla\left(\frac{\mu}{T}\right) = -\,\frac{3}{2}\,\frac{\nabla T}{T}$$

и уравнения (7) принимают вид

$$\frac{\partial}{\partial v}\left[\sigma(T)\,\mathrm{ch}\,v\,\frac{\partial}{\partial v}\,(\varphi - \tilde\lambda T)\right] = 0\ ,$$

$$\frac{\partial}{\partial v}\left\{\sigma(T)\,\mathrm{ch}\,v\left[\frac{\kappa(T)}{\sigma(T)}\,\frac{\partial T}{\partial v} + (\varphi - \lambda T)\,\frac{\partial}{\partial v}\,(\varphi - \tilde\lambda T)\right]\right\} = 0\ , \tag{10}$$

где $\tilde\lambda = \lambda + 3/2e$.

При высоких температурах $T \geq \varepsilon_F$ электронные длины релаксации становятся порядка межатомных расстояний и, следовательно, неупругие электрон-электронные соударения могут давать вклад в тепло- и электросопротивление, сравнимый с вкладом рассеяния на примесях. В этом случае, строго говоря, закон Видемана—Франца перестает быть справедливым. Однако, поскольку каждое электрон-электронное столкновение существенно меняет как энергию, так и импульс электрона, время релаксации $\tau(\varepsilon)$, входящее в разные кинетические коэффициенты, оказывается по порядку величины одним и тем же. Иными словами, и в плазменном пределе отношение $L(T) = \kappa(T)/T\sigma(T)$ можно считать не зависящим от температуры, $L(T \geq \varepsilon_F) = L_p$. Численное значение постоянной L_p может быть найдено из сравнения полученных формул с экспериментом.

Таким образом, в терминах переменной ξ уравнение для распределения температуры $T(\xi)$ в микроконтакте в плазменном пределе имеет вид

$$L_p T \frac{\partial T}{\partial \xi} + C_1^2(\xi - \xi_0) + \frac{3C_1}{2e} T = 0 , \qquad (11)$$

распределение электрического потенциала $\varphi(\xi)$ дается выражением

$$\varphi(\xi) - \tilde{\lambda} T(\xi) = C_1 \xi + C_2 ,$$

C_i , ξ_0 — постоянные интегрирования, определяемые граничными условиями (5), (6) (при этом температура берегов T_0 предполагается достаточно высокой — «плазменной»).

После замены $T(\xi) = (\xi - \xi_0)t(\xi)$ уравнение (11) приводится к виду

$$(\xi - \xi_0)t \frac{\partial T}{\partial \xi} + P(t) = 0 ,$$

где

$$P(t) = L_p t^2 + \frac{3C_1}{2e} t + C_1^2 \equiv L_p(t - t_1)(t - t_2) ,$$

которое допускает решение в квадратурах. При этом характер решения зависит от отношения L_c/L_p , где $L_c = 9/16e^2$. Для наиболее правдоподобного неравенства $L_c/L_p < 1$ нули t_i полинома $P(t)$ — комплексно-сопряженные числа, и решение $T(\xi)$, определяющее распределение температуры в микроконтакте, можно представить в виде

$$\left| \left[T(\xi) + \frac{C_1}{\sqrt{L_p}} e^{i\rho}(\xi - \xi_0) \right]^{\beta} \right|^2 = C_3 , \qquad (12)$$

где

$$\beta = -\frac{1}{2} + \frac{i}{2} \operatorname{ctg} \rho , \qquad \rho = \arccos \sqrt{L_c/L_p} ,$$

C_3 — постоянная интегрирования. Для однозначности выбор ветви аргумента в выражении (12) сделаем в виде

$$-\pi < \arg \left[T(\xi) + \frac{C_1}{\sqrt{L_p}} e^{i\rho}(\xi - \xi_0) \right] \leq \pi .$$

Исследование на экстремум выражения (12) производится стандартным образом. Согласно (11), (12), имеем

$$T_m = \frac{1}{C_3} \exp \left[(\pi - 2\rho) \operatorname{ctg} \rho \right] ,$$

и, следовательно, задача определения T_m сводится к нахождению постоянной интегрирования C_3 . В общем случае уравнения для определения постоянных интегрирования C_i , ξ_0 — трансцендентные, но вычисления значительно упрощаются в предельном случае $T_0\sqrt{L_p}/U << 1$, которым мы и ограничимся, и для T_m получаем следующее выражение:

$$T_m = \frac{U}{2\sqrt{L_p}} \exp \left[\left(\frac{\pi}{2} - \rho \right) \operatorname{ctg} \rho \right] \operatorname{ch}^{-1} \left[\frac{\pi}{2} \operatorname{ctg} \rho \right] . \qquad (13)$$

Таким образом, и в плазменном пределе максимальная температура оказывается линейной функцией приложенного напряжения. Для оценки абсолютной величины T_m воспользуемся значением L_p для водородной плазмы [12], где $L_p \simeq 3/2e^2$. Тогда, как следует из (13), для T_m получаем зависимость $T_m \sim 0{,}37eU$, которая лучше (по сравнению с «низкотемпературным» приближением) экстраполирует экспериментальные данные, полученные в [1,2].

Заключение

Результаты экспериментальных работ [1,2] показывают, это наноконтакты предоставляют уникальную возможность «разделить» электронную и фононную подсистемы и, в принципе, позволяют изучать электронные характеристики металла «в чистом виде», т.е. без влияния электрон-фононного взаимодействия. Теоретические оценки, позволяющие определить максимальную температуру микроконтакта как функцию приложенного напряжения, показывают, что как в металлическом, так и в плазменном пределах T_m есть линейная функция U, но с различным углом наклона в двух предельных случаях. Как следствие, можно утверждать, что в промежуточной области $T \sim \varepsilon_F$ зависимость $T_m = T_m(U)$ имеет более сложный аналитический характер и эта проблема требует дальнейшего рассмотрения. Относительно небольшое различие постоянных угла наклона показывает, что как металлический, так и плазменный пределы допускают удовлетворительную экстраполяцию на переходную область $T \sim \varepsilon_F$.

Авторы благодарят Л. Горелика и М. Йонсона за многочисленные полезные обсуждения. С. И. К.

и И. В. К. благодарны факультету прикладной физики Чалмерсовского технологического университета за гостеприимство.

Работа финансово поддерживалась Шведской Королевской Академией Наук (KVA) и Шведским Комитетом по естественным наукам (NFR).

1. A. Downes and M. Welland, *Measurement of High Electron Temperatures in Atomic Size Metal Contacts by Photon Emission*, preprint, Cambridge (1998).
2. A. Gil, M. Sharonov, N. Garcia, J. M. Calleja, and J. K. Sass, in: *Proc. NATO Adv. Res. Workshop on Nanowires*, P. A. Serena and N. Garcia (eds.), **327**, Miraflores de la Sierra, Madrid (1996).
3. В. Л. Гинзбург, В. П. Шабанский, *ДАН СССР* **100**, 445 (1955).
4. М. И. Каганов, И. М. Лифшиц, Л. В. Танаторов, *ЖЭТФ* **31**, 232 (1956).
5. П. М. Томчук, З. Д. Федорович, *ФТТ* **8**, 276 (1966).
6. E. D. Belotskii and P. M. Tomchuk, *Sur. Science* **239**, 143 (1990).
7. А. А. Абрикосов, *Введение в теорию нормальных металлов*, Наука, Москва (1972).
8. R. Landauer, *IBM J. Res. Develop.* **1**, 233 (1957); *Philos. Mag.* **21**, 863 (1970).
9. I. O. Kulik, *Phys. Lett.* **A106**, 187 (1984).
10. И. Ф. Ицкович, М. В. Москалец, Р. И. Шехтер, И. О. Кулик, *ФНТ* **13**, 1034 (1987).
11. E. N. Bogachek, I. O. Kulik, and A. G. Shkorbatov, *J. Phys.: Cond. Matt.* **3**, 8877 (1991).
12. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
13. Ф. Г. Басс, Ю. Г. Гуревич, *Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда*, Наука, Москва (1975).

Ultrahot electrons in nanocontacts

S. I. Kulinich, R. I. Shekhter, and I. V. Krive

The dependence of electron temperature in a microcontact on bias voltage is theoretically studied. It is shown that for contacts of small lengths (of the order of several lattice spacings) the electrons at high biases are out of the thermodynamical equilibrium with phonons. In this case the maximum temperature of electrons in the contact linearly depends on bias and may be as great as the Fermi energy. Our results explain the recent measurements of light emission from nanocontacts.