

и термического порогов ионизации, характеризующие силу электрон-фононной связи. Максимальная энергия вылетающих в зону носителей ϵ_m определяется формулой

$$\epsilon_m(E) = 2\sqrt{\Delta\epsilon} (\sqrt{E} - \sqrt{\epsilon_2 + \epsilon_T}). \quad (6)$$

Во втором случае, когда потенциальный барьер отсутствует, электронное состояние при выходе в зону делокализуется. В этом случае для описания электронных состояний на центре применима модель потенциала нулевого радиуса (модель Луковского), распределение вылетевших электронов по энергии в рамках этой модели было получено в работе [5]. Используя его, находим

$$c(E) = \frac{\pi}{2m^{3/2}} \frac{\hbar^2}{\sqrt{\beta}(E - \epsilon_2)}, \quad \gamma \simeq 0.9, \quad (7)$$

$$\epsilon_m(\epsilon) = [3\hbar\omega_1/4 \sqrt{\beta}(E - \epsilon_2 - \epsilon_T)]^{2/3}, \quad \beta = \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_T + \Delta\epsilon},$$

где β имеет смысл безразмерной константы электрон-фононного взаимодействия, а частоты колебаний ω_1 и ω_2 и энергии ϵ_2 и ϵ_T связаны между собой соотношениями $\omega_1^2 = \omega_2^2(1 - \beta)$, $\epsilon_2 = \epsilon_T(1 - \beta)/\beta$. Энергия $\epsilon_m(E)$ в этом случае характеризует среднюю энергию вылетевших частиц.

Используя полученные соотношения, легко вычислить время энергетической релаксации, обусловленное «электронным» механизмом. Оценки показывают, что в случае электронного захвата с коэффициентом $c(E)$, определяемым формулой (5), время $\tau^*(E)$ может уменьшиться до ω^{-1} при концентрациях $n \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Коэффициент захвата дырок по сравнению с электронным коэффициентом захвата [см. (5)] содержит дополнительный малый множитель $(m_i/m_n)^{3/2} (kT/E_g)$. Соответственно время энергетической релаксации в результате выброса и захвата дырок центром существенно длиннее. Если коэффициент захвата носителей определяется формулой (7), то по порядку величины $\tau^*(E)^{-1} \sim \omega (\hbar\omega/E) [n/N_c (\hbar\omega)]$, где $N_c (\hbar\omega)$ — плотность состояний в зоне при энергии $\hbar\omega$. Видно, что «электронный» механизм может здесь конкурировать с «ангармоническим» лишь при высоких концентрациях, соответствующих вырождению носителей.

Список литературы

- [1] Lang D. V., Kimerling L. C. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 8. P. 489—492.
- [2] Шейнкман М. К. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 6. С. 278—280.
- [3] Абакумов В. Н., Меркулов И. А., Перель В. И., Яснеевич И. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 4 (10). С. 1472—1486.
- [4] Абакумов В. Н., Курносова О. В., Пахомов А. А., Яснеевич И. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 6. С. 1793—1802.
- [5] Демков Ю. Н., Островский В. И. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л., 1975. 240 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 9.07.1989
Принято к печати 14.07.1989

ФТП, том 23, вып. 12, 1989

АСИММЕТРИЯ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ И ТЕРМОЭДС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОКОНТАКТАХ

Богачек Э. Н., Шкорбатов А. Г.

1. В последнее время в полупроводниковых микроконтактах обнаружены новые термоэлектрические эффекты, заключающиеся в асимметричном выделении тепла [1, 2] и подавлении термоэдс увлечения [2]. Теория таких эффектов была первоначально развита для микроконтактов между металлическими

электродами [3-5]. В настоящей работе представлена теория этих явлений для невырожденных полупроводников.

Особенности кинетических явлений в микроконтактах связаны с тем, что их геометрические размеры d малы или сравнимы с характерными длинами неупругого рассеяния электронов (дырок) l_e или фононов l_{ph} ,

$$d \ll l_e, l_{ph}. \quad (1)$$

Такая ситуация особенно актуальна для микроконтактов при азотных температурах, когда условие (1) выполняется уже при размерах $d \sim 10^{-5}$ см. Так как падение напряжения V , приложенного к микроконтакту, сосредоточено в малой области размером d , то возникающее в контакте электрическое поле $E \sim V/d$ может вызвать существенное ускорение электронов. В результате возникает асим-

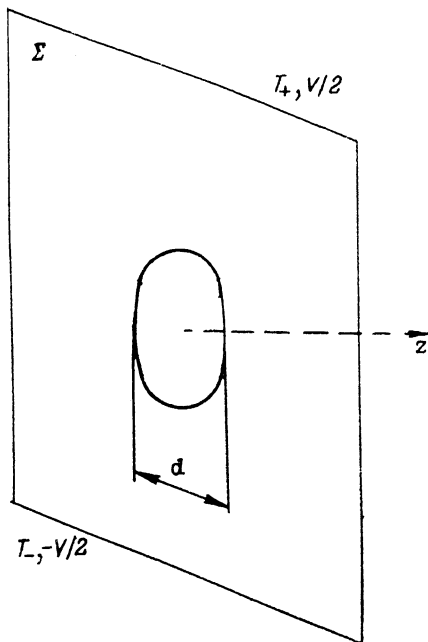


Рис. 1. Схематическая модель микроконтакта — отверстие диаметра d в непроницаемой для электронов и фононов перегородке Σ .

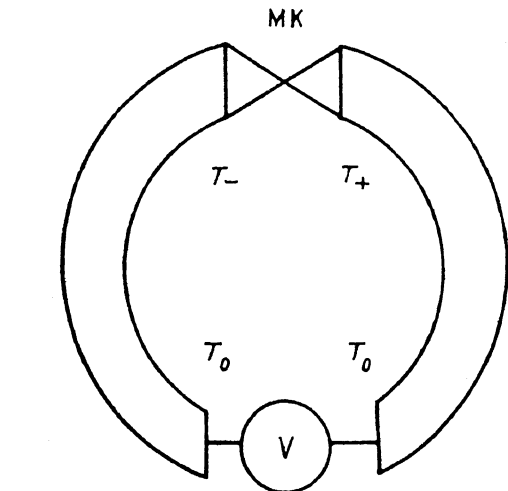


Рис. 2. Термоэлектрическая цепь, содержащая микроконтакт (МК).

Оба плеча составлены из одинаковых материалов, однако в цепи возникает термоэкс.

метрии тепловыделения в берегах контакта, которую удобно характеризовать величиной A [1]

$$A = (Q_+ - Q_-)/(Q_+ + Q_-), \quad (2)$$

где Q_{\pm} — скорости тепловыделения в берегах, $Q_+ + Q_- = |IV|$, $I(V)$ — микроконтактный ток. В реальных полупроводниках (n , p -типа) [1, 2] величина A достигала значения 0.3, причем большие значения A соответствовали меньшим размерам контакта.

Условие слабого рассеяния фононов в микроконтакте ($d \ll l_{ph}$) приводит к другому эффекту — подавлению (по параметру d/l_{ph}) вклада в термоэкс, связанного с увеличением электронов неравновесными фононами. В металлических микроконтактах аналогичные эффекты наблюдались в [6, 7].

2. В качестве модели микроконтакта рассмотрим отверстие в непроницаемом для электронов и фононов экране (рис. 1). Массивные берега контакта, к которым приложена разность потенциалов V , поддерживаются при различных температурах T_+ , T_- . Размер контакта выберем большим по сравнению с длиной волны Де Бройля и радиусом экранирования, что позволяет не учитывать поверхностные явления на границе контакта. Для характерных концентраций носителей тока ($n \sim 10^{17}$ см $^{-3}$) и температур ($T \sim 100$ К) [1, 2] это соответствует оценке $d \ll 10^{-6}$ см. С другой стороны, необходимо выполнение условия (1), в котором величина l_e в баллистическом для электронов режиме ($l_e \gg d$, l_e — упругая длина рассеяния) совпадает с электрон-фононной длиной, а в диффузионном

($l_i \ll d$) равна $(l_{ep} l_i)^{1/2}$. Анализ кинетических уравнений для неравновесных электронов и фононов в микроконтактах на основе невырожденных полупроводников проводится методом, аналогичным развитому в [3-5] для металлических контактов. При этом в упругом приближении для сопротивления контакта в баллистическом (R_B) и диффузионном (R_D) режимах получим

$$R_B = (8\pi\hbar^3/e^2 m d^2 T) \exp(-\mu/T), \quad l_i \gg d, \quad (3)$$

$$R_D = \frac{3\pi^2 \hbar^3 \exp(-\mu/T)}{2^{3/2} e^2 m^{1/2} d T^{r+3/2} \Gamma(r+5/2) d}, \quad l_i \ll d.$$

Здесь m — масса электрона, $\mu = T \ln [4\pi^3 \hbar^3 n (2\pi m T)^{-3/2}]$ — химический потенциал примесного полупроводника со сферически симметричной зоной [8], величина r определяет энергетическую зависимость времени упругой релаксации $\tau_i = a e^r$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

3. Вычислим асимметрию тепловыделения в массивных берегах. Ввиду сохранения полного потока энергии в электрон-фононной системе W можно выразить скорость тепловыделения на берегах контакта Q_{\pm} через поток энергии через сечение контакта $\int ds_0 W_x$ [5]

$$Q_{\pm} = \pm \int ds_0 W_x \mp I\mu/e - IV/2. \quad (4)$$

При $|eV| \gg |\mu|$, T основной вклад в W дают ускоренные полем электроны. С учетом возникающего при этом искривления траекторий имеем

$$Q_{\pm} = \frac{IV}{2} (\pm \text{sign } eV - 1) \mp \frac{I\mu}{e}. \quad (5)$$

Максимальное значение асимметрии тепловыделения $A_{\max} = -\text{sign } eV$. Последнее означает, что преимущественное выделение тепла происходит на берегу с более высоким потенциалом.

Эффект асимметрии тепловыделения может иметь место и в контактах с сильным электрон-фононным взаимодействием ($d \gg l_e$). Характерная величина поля, соответствующая режиму горячих электронов [8], может быть оценена как $E \sim E_0 = (6T_s T/e l_{ac})^{1/2}$ при рассеянии электронов на акустических фононах (с длиной пробега l_{ac}). В приведенной оценке $T_e = ms^2 \sim 1$ К, s — скорость звука. При $l_{ac} \sim 10^{-6}$ см (в области комнатных температур) $E_0 \sim 10^3$ В/см, в то время как в экспериментах [1, 2] микроконтактные поля были значительно больше $E \sim 10^4$ В/см. Рассчитывая теперь поток энергии, переносимый через сечение контакта горячими электронами, рассеивающимися на акустических фононах, получим

$$\int ds W_x = (2/\pi)^{1/2} (2IT\bar{E}/eE_0), \quad (6)$$

где \bar{E} — среднее по сечению контакта электрическое поле. Величина асимметрии в этом случае имеет вид

$$A = \frac{2}{\sqrt{3}\pi} l_{ac} \left(\frac{T}{T_s}\right)^{1/2} \frac{\bar{E}}{V}. \quad (7)$$

Так как для среднего поля в контакте справедлива оценка $\bar{E} \sim V/d$, то зависимость величины асимметрии тепловыделения от размеров контакта определяется выражением вида ($l_{ac} \ll d$): $A \sim (T/T_s)^{1/2} (l_{ac}/d)$, согласующимся с результатами, полученными в [1, 2].

4. Возникающая в контакте термоэдс определяется соотношением между длиной пробега электронов l_i и размером контакта d . Для электронных частей дифференциальных термоэдс в баллистическом ($d \ll l_i$) $S_B^{\mathcal{E}}$ и диффузионном ($d \gg l_i$) $S_D^{\mathcal{E}}$ режимах справедливы выражения

$$S_B^{\mathcal{E}} = \frac{1}{e} \left(2 - \frac{\mu}{T}\right), \quad S_D^{\mathcal{E}} = \frac{1}{e} \left(r + \frac{5}{2} - \frac{\mu}{T}\right). \quad (8)$$

Так как в легированных полупроводниках актуально рассеяние на пониженных примесях, то $r=3/2$ [8]. Из сравнения полученных выражений для термоэдс (8) с соответствующим значением для массива [9] $S_m = \frac{1}{e} \left(r + \frac{5}{2} - \frac{\mu}{T} \right)$ следует, что значения электронных частей термоэдс в контакте и массиве совпадают в диффузионном режиме, если в массиве доминирует упругое рассеяние на примесях. В баллистическом режиме совпадение возможно, если в массиве преобладает рассеяние на акустических фононах с $r=-1/2$ [9].

Существование в контакте сильно неравновесных фононов [10] приводит к появлению термоэдс увлечения. Малые значения отношения d/l_e позволяют развить теорию возмущений по электрон-фононному взаимодействию. В результате для фононных частей термоэдс получаются выражения

$$S_B^{\text{ph}} = 0.66 \frac{1}{e} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{1/2} \frac{d}{l_{ep}}, \quad S_D^{\text{ph}} = c_D(r) \frac{1}{e} \left(\frac{T_s}{T} \right)^{1/2} \frac{d}{l_{ep}}. \quad (9)$$

Величина $c_D \sim 1$ отражает зависимость от механизма упругого рассеяния в контакте. Сравнивая выражения (9) с величиной термоэдс увлечения в массивных полупроводниках S_m^{ph} [8], получим следующую оценку:

$$S_{B, D}^{\text{ph}} \sim \frac{d}{l_{\text{ph}}} S_m^{\text{ph}}, \quad (10)$$

где l_{ph} — суммарная длина рассеяния фононов.

Итак, в полупроводниковых микроконтактах существует размерный эффект подавления термоэдс увлечения по параметру d/l_{ph} , что согласуется с экспериментальными данными [1, 2]. Различие термоэдс контакта и массива приводит к появлению в однородной полупроводниковой цепи, содержащей микроконтакт, эффекта Зеебека (рис. 2). Линейная зависимость $S_{B, D}^{\text{ph}}$ от диаметра контакта d , следующая из (9), сохраняется до тех пор, пока $d < l_{\text{ph}}$. При дальнейшем росте диаметра контакта величины $S_{B, D}^{\text{ph}}$ выходят на насыщение [2].

5. В заключение отметим, что описанные в настоящей работе явления, наблюдавшиеся экспериментально [1, 2], не имеют аналогов в цепях из массивных полупроводников. Благодаря тому что размер приконтактной области, на которой сосредоточено падение потенциала или температуры, мал по сравнению с длинами неупругой релаксации электронов и фононов, значения коэффициентов термоэдс и Пельтье отличны от параметров массивного металла.

Описанные баллистические кинетические эффекты могут проявляться в микроцепях ЭВМ со сверхвысокой степенью интеграции при размерах порядка 10^{-5} см в условиях пониженной температуры их функционирования, начиная с азотных температур.

Авторы выражают глубокую благодарность И. О. Кулику за постоянный интерес и внимание к работе.

Список литературы

- [1] Gerlach-Meyer U., Queisser H. J. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 20. P. 1904—1906.
- [2] Trzcinski R., Gmelin E., Queisser H. J. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 10. P. 1086—1089. Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 12. P. 6373—6378.
- [3] Богачек Э. Н., Кулик И. О., Омелянчук А. Н., Шкорбатов А. Г. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. В. 12. С. 519—521.
- [4] Богачек Э. Н., Кулик И. О., Шкорбатов А. Г. // ФНТ. 1985. Т. 11. В. 11. С. 1189—1198.
- [5] Богачек Э. Н., Шкорбатов А. Г., Кулик И. О. // ФНТ. 1989. Т. 15. В. 3. С. 278—289.
- [6] Shklyarevskii O. I., Jansen A. G. M., Hermesen J. G. H., Wyder P. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 11. P. 1374—1377.
- [7] Рейфферс М., Флахбарт К., Янош Ш. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 5. С. 232—234.
- [8] Конзуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [9] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 615 с.
- [10] Богачек Э. Н., Шкорбатов А. Г. // ФНТ. 1985. Т. 11. В. 6. С. 643—646.