

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 2, стр. 104.– 107 20 января 1971 г.

ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЖИДКИХ МЕТАЛЛАХ

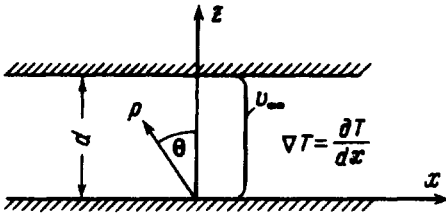
В. Б. Фикс

Возмущение электронной подсистемы металла градиентом температуры приводит к появлению сил, действующих на ионный "остов":
1) силы электронного "ветра", обусловленной передачей импульса от

электронов ионам — $F_{ni}^{(o)}$, 2) прямого действия на ионы решетки сил термоэлектрического поля — $F_q^{(o)}$, 3) силы, обусловленной градиентом давления электронного газа — F_p . В однородном неограниченном металле суммарная плотность этих сил равна нулю [1].

Однако, вблизи поверхности металла локальное механическое равновесие может нарушаться. Если электроны при столкновениях с поверхностью рассеиваются диффузно, то часть потока импульса будет передаваться поверхности металла и значение силы электронного "ветра" в точке z вблизи поверхности будет отличаться от объемного значения $F_{ni}(z) \neq F_{ni}^{(o)}$. Дополнительный механизм рассеяния может изменить термоэлектрическое поле E и силу, с которой она действует на ионный "остов" $F_q = qNE$ (q — заряд иона, N — число ионов в 1 см^3). Таким образом у поверхности металла в слое толщиной порядка длины свободного пробега электронов ℓ возникнут электронные термокинетические силы

$$F = (F_{ni} - F_{ni}^{(o)}) - (E - E^{(o)})qN. \quad (1)$$



Распределение скоростей в жидкости при термоосмосе в плоском капилляре

В жидких металлах эти силы вызовут термокинетические явления, механизм которых имеет чисто электронную природу — термоосмос (течение металла), термофорез (движение частиц в металле). Рассмотрим электронный термоосмос в жидком металле. Пусть металл находится в плоском капилляре (рисунок), ширина которого $\sigma \gg \ell$. Градиент температуры направлен по оси x ($\nabla T = (\partial T / \partial x)$). Цепь металла разомкнута и ток равен нулю. В приближении свободных электронов сила электронного "ветра" равна [1]:

$$F_{ni}^{(a)} = \frac{2}{h^3} \int P_a v \sigma(v) f_1 d^3 p \quad (a = x, y, z), \quad (2)$$

где p и v — импульс и скорость электрона, $\sigma(v)$ — полное сечение рассеяния электронов в решетке, f_1 — неравновесная добавка к функции распределения.

Функция f_1 — определяется решением кинетического уравнения

$$-\frac{f_1}{\tau(\epsilon)} = v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} v_x eE + \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} v_x \left\{ -\frac{\epsilon}{T} + \left(\frac{\mu}{T} - \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) \right\} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (3)$$

где $\tau(\epsilon)$ — время релаксации электронов с энергией ϵ , μ — химический потенциал.

Причем граничные условия определяются характером рассеяния электронов на поверхности металла. Ниже мы будем предполагать, что это рассеяние является полностью диффузным.

Можно записать f_1 в виде $f_1 = f_1^{(0)} \psi(z/\ell \cos \theta)$, где $f_1^{(0)}$ неравновесная часть функции распределения в объеме неограниченного металла, а функция $\psi(z/\ell \cos \theta)$ имеет следующий вид [2, 3].

$$\psi\left(\frac{z}{\ell \cos \theta}\right) = \begin{cases} 1 - \exp\left(-\frac{z}{\ell \cos \theta}\right) & \cos \theta > 0, \\ 1 - \exp\left(\frac{d-z}{\ell \cos \theta}\right) & \cos \theta < 0 \end{cases} \quad (4)$$

Используя явный вид функции f_1 , можно записать F_{ni} в виде

$$F_{ni} = -\frac{8\pi m^3}{3h^3} \int_0^\infty \left\{ eE + \left[-\frac{\epsilon}{T} + \left(\frac{\mu}{T} - \frac{\partial \mu}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right] v^3 \sigma \ell \phi\left(\frac{z}{\ell}\right) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} d\epsilon \right\} \quad (5)$$

где

$$\phi\left(\frac{z}{\ell}\right) = \frac{3}{4} \int_{-1}^{+1} \psi\left(\frac{z}{\ell x}\right) (1-x^2) dx \quad (6)$$

F_{ni} отличается от $F_{ni}^{(0)}$ заменой ℓ на $\ell \phi(z/\ell)$.

Значение силы электронного "ветра" существенно определяется характером зависимости длины свободного пробега электронов от скорости $\ell = \ell(v)$ и, в частности, зависит от $d\ell/dv$. Для упрощения расчета мы рассмотрим случай $\ell = \text{const}$, $d\ell/dv = 0$, тогда $F_{ni} = F_{ni}^{(0)} \phi(z/\ell)$. Согласно [1]

$$F_{ni}^{(0)} = -\frac{\pi^2}{6} \frac{k^2}{\mu} nT \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (7)$$

где n — концентрация электронов проводимости. Термоэлектрическое поле при $\ell = \text{const}$ не изменяется у поверхности, т. е. $E = E^{(0)}$. Таким образом для термокинетической силы будет иметь вид:

$$F(z) = \frac{\pi^2}{6} \frac{k^2}{\mu} nT \frac{\partial T}{\partial x} \left[1 - \phi\left(\frac{z}{\ell}\right) \right]. \quad (8)$$

Скорость $v(z)$ стационарного течения жидкости под действием таких сил в плоском капилляре имеет вид [4]

$$v(z) = \frac{1}{\eta} \left\{ -\frac{\nu \mathcal{P}}{2} z(d-z) + \frac{\pi^2}{6} \frac{k^2}{\mu} nT \frac{\partial T}{\partial x} \frac{3}{4} \int_0^1 x^2 (1-x^2) \times \right. \\ \left. \times \left(1 - e^{-\frac{z}{\ell x}} - e^{-\frac{d-z}{\ell x}} \right) dx \right\}, \quad (9)$$

где η — вязкость, \mathcal{P} — гидростатическое давление.

В открытом капилляре $\nabla \mathcal{P} = 0$. Вдали от стенок ($z/\ell \gg 1$) скорость жидкости достигает постоянного максимального значения v_∞ . Поскольку $d \gg \ell$ можно считать, что жидкий металл целиком за исключением слоя толщиной порядка ℓ движется со скоростью v_∞

$$v_\infty = 0,1 \frac{\pi^2}{6} \frac{k^2}{\mu} nT \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\ell^2}{\eta} \quad (10)$$

Для Na и K при $T = 400^\circ\text{K}$ и $\partial T/\partial x = 10^2 \text{ град/см}$, $v_\infty = 10^{-4} \text{ см/сек}$.

Если в жидком металле находятся примесные непроводящие частицы твердой фазы, то электронные термокинетические силы будут вызывать движение этих частиц — "электронный" термофорез.

Для частиц радиус которых $r_0 \ll \ell$ этот механизм термофореза можно рассматривать как частный случай термодиффузии примесных атомов под действием электронного "ветра" [1]. Можно показать, что скорость частиц пропорциональна их радиусу r_0 . Если характеризовать термодиффузию таких частиц эффективным коэффициентом Сорэ ($S_{\text{эфф}}$), то для частиц с $r_0 \sim 10^{-7} \text{ см}$ $S_{\text{эфф}} \sim 10^{-1} \text{ град}^{-1}$, тогда как обычные значения этого коэффициента для примесных атомов $S \sim 10^{-4} \div 10^{-2} \text{ град}^{-1}$.

Для больших частиц $r_0 \gg \ell$ силы, вызывающие их движение, будут сосредоточены в слое, толщина которого много меньше размеров частиц. В этом случае скорость частиц не зависит от их размера и близка по величине, но противоположна по знаку v_∞ . Электронный термоосмос и термофорез будут иметь место и в жидких полупроводниках. Если электронный газ вырожден, то эффект можно вычислять как для металлов. В невырожденных полупроводниках эффект будет мал, так как он пропорционален n . Описанный выше механизм электроосмоса и электрофореза будет вносить определенный вклад в эти явления, протекающие в газовой плазме.

Автор выражает свою признательность Л.П.Питаевскому за обсуждение работы.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 ноября 1971 г.

Литература

- [1] В.Б.Фикс. ФТТ, 5, 3474, 1963.
- [2] K.Fuchs. Proc. Cambr. Phil. Soc., 34, 100, 1938.
- [3] E.H.Sondheimer. Phys. Rev., 800, 401, 1950.
- [4] Г.Е.Пикус, В.Б.Фикс. ФТТ, 1, 1063, 1959.