Письма в ЖЭТФ, том 27, вып. 12, стр. 692 – 696 *20 июня 1978 г.*

О ТЕМПЕРАТУРЕ ДВИЖУЩЕЙСЯ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ КАПЛИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

М.И.Дьяконов, А.В.Субашиев

Найдена зависимость температуры электрон-дырочной капли от скорости ее движения и температуры решетки. Показано, что при дозвуковых скоростях капля разогревается при высоких и охлаждается при низких температурах решетки. При сверхзвуковых скоростях происходит сильный разогрев капли.

При движении электронно-дырочной капли под действием внешней силы, наряду с появлением силы трения о решетку, происходит сдвиг равновесия между испусканием и поглощением фононов, в результате чего температура капли $T_К$ может отличаться от температуры решетки T [1]. Этот вопрос изучался в работе [2] для скоростей движения $v < s$ (s – скорость звука). Согласно [2], температура движущейся капли всегда больше температуры решетки и монотонно увеличивается с увеличением v. Как мы покажем, этот вывод справедлив лишь при достаточно высокой температуре решетки, когда $T_0 / T = \xi < 5{,}3$, где $kT_0 = 2 p_F s$, p_F – импульс Ферми. Однако, при низких температурах решетки, когда $\xi > 5{,}3$, движущаяся капля охлаждается. При сверхзвуковых скоростях должен происходить сильный разогрев капли.

Изменение внутренней энергии капли E за счет процессов испускания и поглощения акустических фононов определяется выражением [1] (для простоты рассматривается взаимодействие лишь с одним типом носителей)

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\pi D^2}{2\hbar \rho s} \int \frac{d^3\mathbf{p}\, d^3\mathbf{q}}{(2\pi\hbar)^6}\, q\,(\epsilon_{\mathbf{p}} - \epsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}) \Big\{ f_{\mathbf{p}}(1 - f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}})(N_{\mathbf{q}} + 1) - f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}(1 - f_{\mathbf{p}})\, N_{\mathbf{q}} \Big\}\, \delta\,(\epsilon_{\mathbf{p}} - \epsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} - s q + \mathbf{q}\mathbf{v}), \qquad (1)$$

где D – потенциал деформации, ρ – плотность кристалла, $f_{\mathbf{p}}$ – фермиевская функция распределения для температуры T_K, $N_{\mathbf{q}}$ — равновесная функция распределения фононов для температуры решетки T. Характер изменения температуры движущейся капли можно пояснить следующим образом. Рассмотрим величину dE/dt при $T_K = T \ll T_0$. Очевидно, что разогреву капли соответствует $dE/dt > 0$, а охлаждению — $dE/dt < 0$. При $\beta = v/s < 1$ из закона сохранения энергии следует $\epsilon_{\mathbf{p}} - \epsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} = sq(1 - \beta\cos\theta) > 0$ (θ — угол между $\mathbf{q}$ и $\mathbf{v}$). Из-за наличия вырождения $\epsilon_{\mathbf{p}} - \epsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} \sim kT$, поэтому при $\beta \ll 1$ импульсы излучаемых фононов ограничены: $q \sim kT/s \ll p_F$. Это ограничение приводит к тому, что выражение (1), как и выражение для силы трения [1], оказывается пропорциональным малому множителю $(T/T_0)^5$. При увеличении скорости импульса фононов, излучаемых под малыми углами к направлению скорости, увеличиваются, в то время как импульсы поглощаемых фононов остаются по-прежнему тепловыми. Ввиду сильной зависимости подынтегрального выражения в (1) от q ($\sim q^4$) это приводит к преобладанию процессов испускания над процессами поглощения и, следовательно, к охлаждению капли. Причина охлаждения в случае $T \ll T_0$ наиболее очевидна при $\beta = 1$. При этом в области углов $\theta^2 \lesssim T/T_0$ ограничение на величину импульса излучаемого фонона снимается, так что $q \approx 2p_F$. Ограничение интервала углов θ оказывается менее существенным, чем увеличение q. При сверхзвуковых скоростях ($\beta > 1$, $T \ll T_0$) излучение фононов остается доминирующим процессом, однако, теперь оно приводит не к охлаждению, а к разогреву капли, поскольку наиболее существенным оказываются переходы с увеличением внутренней энергии, когда $\beta\cos\theta > 1$ [1].

Уравнение для определения стационарной температуры T_K, следующее из (1) при $dE/dt = 0$, получено в работе [2]:

$$\int\limits_{1-\beta}^{1+\beta} dt\, t^2 \int\limits_0^{\xi} dz\, z^4 \frac{e^z - e^{zxt}}{(e^z - 1)(e^{zxt} - 1)}, \tag{2}$$

где $x = T/T_K$. Выполняя одно интегрирование, можно привести уравнение (2) к более удобной форме

$$F(\xi_K(1+\beta), \xi) = F(\xi_K(1-\beta), \xi); \quad \xi_K = T_0/T_K; \tag{3}$$

$$F(\gamma, \xi) = \frac{1}{\gamma^2} \int\limits_0^{\gamma} \frac{(\gamma z)^2 - z^4}{e^z - 1} dz - \frac{2\gamma^3}{3\xi^5} \int\limits_0^{\xi} \frac{z^4 dz}{e^z - 1}. \tag{4}$$

[1] При $\beta > 1$ появляется черенковское излучение длинноволновых фононов каплей, как макроскопическим телом. Это излучение следует учитывать при определении силы торможения, однако, оно не приводит к изменению внутренней энергии капли и не существенно для определения T_K при заданной скорости v.

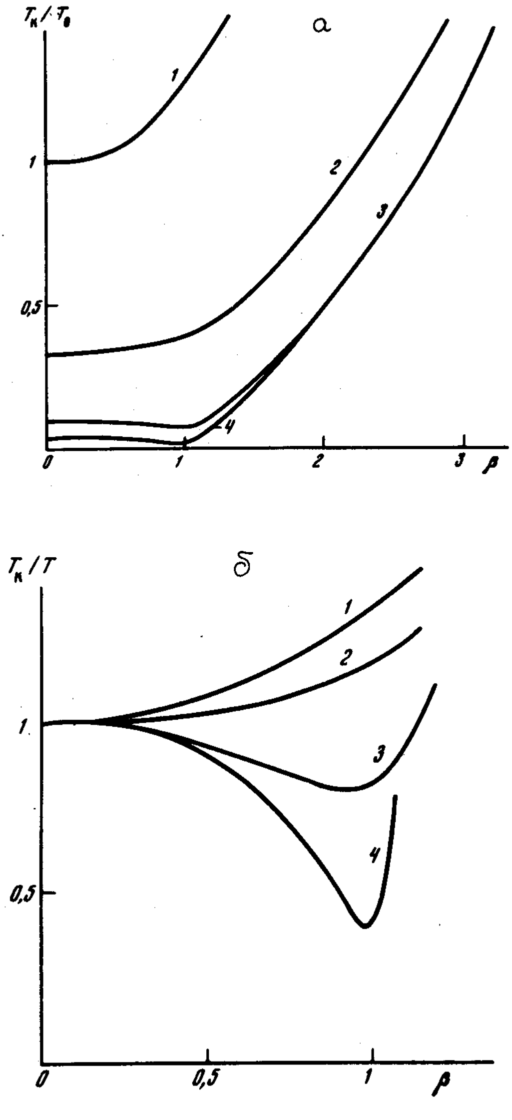
Установим зависимость температуры капли $T_К$ от температуры решетки T и скорости капли v в предельных случаях. При $\xi, \xi_К \ll 1$ разлагаем функцию F в ряд и из уравнения (3) получаем выражение

$$T_К = T(1 + \beta^2/3), \tag{5}$$

справедливое при $T \gg T_0$ и произвольной скорости.

При малых скоростях ($\beta \ll 1$) изменение температуры капли порядка β^2 [1]:

$$T_К = T\,[1 + G(\xi)\,\beta^2], \tag{6}$$



Зависимость температуры капли $T_К$ от скорости ее движения v при разных температурах решетки T: *а* – температура капли в единицах T_0, *б* – отношение $T_К/T$. Значения параметра $\xi = T/T_0$: *1* – 1, *2* – 3, *3* – 10, *4* – 30; $\beta = v/s$

Явное выражение для функции G можно получить, разлагая функцию F в ряд по степеням β до членов третьего порядка. Тогда получим

$$G(\xi) = I_1(\xi)/I_2(\xi), \text{ где}$$

$$I_1(\xi) = \frac{1}{6}\int_0^{\xi} \frac{(4-z)e^{2z} - (z+4)e^z}{(e^z-1)^3} z^5 dz; \quad I_2(\xi) = \int_0^{\xi} \frac{e^z z^5 dz}{(e^z-1)^2}. \quad (7)$$

Функция $G(\xi)$ меняет знак при $\xi = 5{,}3$, $G(0) = 1/3$, $G(\infty) = -1/3$.

Таким образом, в области малых скоростей при $T = 0{,}19\ T_0$ разогрев капли сменяется ее охлаждением.

Обратимся теперь к случаю больших скоростей и низких температур ($\xi \gg 1$). При $\beta = 1$ уравнение (3) имеет вид $F(2\xi_К, \xi) = 0$. Используя асимптотические значения интегралов, входящих в (4), находим для этого случая

$$T_К = 3{,}8\ T(T/T_0)^{2/3}. \quad (8)$$

При достаточно низких температурах $T < 0{,}14\ T_0$ ($\xi > 7$) имеем $T_К < T$. Результат (8) свидетельствует о принципиальной возможности глубокого охлаждения капли при очень низких температурах и $\beta \approx 1$.

При сверхзвуковой скорости происходит разогрев капли, причем, если $T \ll T_0$, то температура капли не зависит от температуры решетки (в отличие от случая $\beta < 1$). Из уравнения (3), (4) находим

$$T_К = 0{,}42\ T_0(\beta - 1) \qquad \text{при} \quad \xi^{-5/3} \ll \beta - 1 \ll 1; \quad (9\text{ а})$$

$$T_К = (2/15)\ T_0\beta^2 \qquad \text{при} \quad \beta \gg 1. \quad (9\text{ б})$$

На рисунке представлены зависимости $T_К$ от β при разных температурах решетки T, полученные путем численного решения уравнения (3). Формула (5) с точностью до 5% совпадает с точным решением вплоть до $T = T_0$. Формулы (9 а) и (9 б) близки к точному решению при $\beta \lessdot 2$ и $\beta \gtrsim 2$ соответственно.

Для германия $T_0 \approx 13$К, температура, при которой разогрев сменяется охлаждением составляет $\approx 2{,}5$К. Однако, при не слишком низких температурах в области дозвуковых скоростей изменения температуры капли невелики. Так, при $T = 1$К и $v = s$ должно быть $T_К \approx 0{,}7$К. В противоположность этому при сверхзвуковых скоростях происходит сильный разогрев капли, который может привести к ее испарению.

Мы благодарны В.М.Аснину за полезное обсуждение.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию
3 мая 1978 г.

Литература

[1] Л.В.Келдыш. Сб. Экситоны в полупроводниках. М., изд. Наука, 1971, стр. 5

[2] С.Г.Тиходеев.Краткие сообщения по физике, № 5, 13, 1975.