

О ВЛИЯНИИ ФОНОННОГО ВЕТРА НА ОБРАЗОВАНИЕ БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

С.Г.Тиходеев

Показано, что максимальный размер большой электронно-дырочной капли в неоднородно деформированном полупроводнике зависит от интенсивности фоновго ветра и геометрии неоднородного сжатия. При большой интенсивности фоновго ветра вместо одной капли должно образовываться облако малых капель.

Фоновный ветер — поток неравновесных фононов, образующихся при рекомбинации возбужденных носителей в полупроводниках, оказывает, как известно, существенное воздействие на электронно-дырочную жидкость [1 — 5]. Рассеиваясь или поглощаясь электронами и дырками, эти фононы создают в жидкости объемные силы, такие же, как если бы жидкость была однородно заряженной с некоторой плотностью заряда ρ [2]. Взаимное отталкивание электронно-дырочных капель в Ge наблюдалось экспериментально [5]. Фоновный ветер может также оказаться ответственным за наблюдающееся экспериментально ограничение размеров капель сверху [2].

В настоящей работе теоретически рассматривается воздействие фоновго ветра на образование больших капель в неоднородно деформированном полупроводнике. Такие капли удерживаются вблизи максимума деформации в потенциальной яме, созданной неоднородным сжатием полупроводника, и могут достигать размеров вплоть до 1 мм (в Ge) [6, 7]. Считается [8], что они образуются из мелких капель, быстро возникающих в области генерации и относительно долго "стекающих" на дно потенциальной ямы.

Роль фоновго ветра, как показано ниже, может стать существенной именно на последней стадии образования большой капли. Например, обусловленное им взаимное отталкивание мелких капель может оказаться столь большим, что она будет образовываться лишь в потенциальной яме с достаточно крутыми стенками. В ямах с пологими стенками электронно-дырочная жидкость должна существовать в виде облака мелких капель, как и в недеформированном кристалле. Может случиться и так, что образовавшаяся в центральной части потенциальной ямы большая капля будет окружена облаком "парящих" в фоновном ветре мелких капель. Все эти ситуации не наблюдались до сих пор экспериментально. По-видимому, эти явления было бы проще обнаружить в полупроводниках с относительно малым временем жизни электронно-дырочной жидкости, и, соответственно, большой интенсивностью фоновго ветра, например, в кремнии.

Рассмотрим поведение облака мелких электронно-дырочных капель в сферически симметричной потенциальной яме $U(r)$, созданной внешним неоднородным сжатием. Действие фоновго ветра, пользуясь аналогией с электростатикой, опишем при помощи потенциала фоновго ветра $\Phi(r, t)$. Напишем систему газодинамических уравнений для опре-

деления $\Phi(\mathbf{r}, t)$, усредненной плотности носителей в конденсате $N(\mathbf{r}, t)$ и локальной скорости капель $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div } N \mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$m \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \gamma \mathbf{V} \right) = -e_* \nabla \Phi - \nabla U \quad (2)$$

$$\Delta \Phi = -4\pi e_* N, \quad (3)$$

где $m = m_e + m_h$, $e_* = \rho / n_0$ — эффективная масса и "заряд" (обусловленный фоновым ветром) пары электрон-дырка, n_0 — плотность электронно-дырочной жидкости, γ — коэффициент вязкого трения жидкости о полупроводник [9]. При выводе (1) — (3) предполагалось, что равновесные свойства жидкости и параметры фоонного ветра не меняются от точки к точке. Это не так в случае неоднородно деформированного полупроводника. Если, однако, диапазон давлений внутри образца не очень велик, этим изменением можно пренебречь [10]. Кроме того, в (2) — (3) не учтено запаздывание фоонного ветра. Поэтому

они применимы при условии $V \ll S$, где S — скорость звука в полупроводнике¹⁾.

У уравнений (1) — (3) имеется стационарное решение

$$\Phi_{st}(r) = -\frac{1}{e_*} U + \text{const}, \quad (4)$$

$$N_{st}(r) = \frac{1}{4\pi e_*^2} \Delta U, \quad (5)$$

где $\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d}{dr}$. Можно показать, что распределение (5) устойчиво в области, где $\Delta U > 0$, т.е. там, где это решение имеет физический смысл. Вне этой области $N_{st} = 0$.

Если потенциальная энергия квадратично зависит от радиуса: $U = U_0 + \frac{ar^2}{2}$ (что во всяком случае так в достаточно малой области вблизи дна ямы), стационарное распределение конденсата однородно:

$$N_{st} = \frac{2a}{4\pi e_*^2} \quad \phi_{st} = -\frac{ar^2}{2e_*} + \text{const}. \quad (6)$$

Это известный из электростатики результат: потенциал внутри однородно заряженного шара квадратично зависит от радиуса.

Учтем теперь то, что, по смыслу усредненной плотности носителей в конденсате, должно выполняться неравенство $N \leq n_0$ (равенство оз-

¹⁾ Отметим, что в (1) не учтена рекомбинация носителей, поскольку нас интересуют времена, малые по сравнению со временем жизни жидкости.

начает, что рассматриваемый объем целиком заполнен электронно-дырочной жидкостью).

Рассмотрим следующие возможности:

1. *Всюду в образце* $N_{st}(r) < n_0$. Большая капля не образуется. Внутри потенциальной ямы устанавливается стационарное распределение мелких капель с плотностью (5).

2. *Всюду в образце* $N_{st}(r) > n_0$. Фононный ветер не препятствует образованию большой капли; ее размеры ограничены лишь суммарным числом фотовозбужденных носителей.

3. *В образце имеется область, в которой* $N_{st} > n_0$. *Вне этой области выполняется обратное неравенство.* Фононный ветер не препятствует образованию большой капли внутри области. Капля может расти и дальше, до тех пор, пока ее "заряд" не сравняется с зарядом, который имело бы облако точечных капель такого же радиуса при стационарном распределении (5). С дальнейшим ростом радиуса отталкивание малых капель фононным ветром превысит притяжение ко дну ямы; рост большой капли остановится. Следовательно, радиус большой капли не превосходит величины R_m , определяемой из условия

$$\rho v_m = e_* \int_{v_m} N_{st}(r) d^3r, \text{ где } v_m = 4/3 \pi R_m^3. \quad (7)$$

Используя (5) и вычисляя интеграл в правой части (7), получаем уравнение для определения максимального радиуса большой капли:

$$\left(r^2 \frac{du}{dr} \right)_{r=R_m} = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho^2}{n_0} R_m^3. \quad (8)$$

Приведем теперь некоторые оценки. В недеформированном Ge [4] $\rho = 10^{21} \text{ г}^{1/2} \cdot \text{см}^{-3/2} \cdot \text{сек}^{-1}$. В деформированном Ge плотность жидкости примерно в четыре раза меньше, а время жизни τ — в 10 раз больше, чем в недеформированном [7]. Поскольку $\rho \propto n_0^{4/3} \tau^{-1}$ [2], следует ожидать, что в деформированном Ge по порядку величины $\rho \cong 10^{21} \text{ г}^{1/2} \cdot \text{см}^{-3/2} \cdot \text{сек}^{-1}$. В типичном для экспериментов случае вблизи центра потенциальной ямы $\alpha \cong 10 \text{ мэВ/мм}^2$ [6, 7]. Поэтому $N_{st}(0) \cong 10^2 n_0$, и в зависимости от формы ямы должен реализовываться либо 2, либо 3 из рассмотренных выше случаев.

1 случай, когда большая капля не образуется совсем, может иметь место в кремнии. Электронно-дырочная жидкость в кремнии более плотная и короткоживущая, чем в германии, поэтому интенсивность фононного ветра в Si должна быть весьма высокой.

Автор благодарен Л.В.Келдышу, А.Г.Макарову, А.А.Маненкову, Г.Н.Михайловой и А.С.Сеферову за постановку задачи и многократные обсуждения.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июня 1980 г.

Литература

[1] В.С.Багаев, Л.В.Келдыш, Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков. ЖЭТФ, 70, 702, 1976.

- [2] Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 23, 100, 1976.
- [3] J. Doehler, J.M.Worlock. Phys. Rev. Lett., 41, 1980, 1978.
- [4] Н.В.Замковец, Н.Н.Сибельдин, В.Б.Стопачинский, В.А.Цветков. ЖЭТФ, 74, 1145, 1978.
- [5] И.В.Кавецкая, Н.Н.Сибельдин, В.Б.Стопачинский, В.А.Цветков. ФТТ, 20, 3608, 1978.
- [6] R.S.Markiewicz, J.P.Wolfe C.D.Jeffries. Phys. Rev., B15, 1988, 1977.
- [7] А.Г.Макаров, А.А.Маненков, Г.Н.Михайлова, А.С.Сеферов. Письма в ЖЭТФ, 30, 411, 1979.
- [8] A.Manoliu, C.Kittel. Solid State Comm., 21, 641, 1977.
- [9] Л.В.Келдыш, С.Г.Тиходеев. Письма в ЖЭТФ, 21, 582, 1975.
- [10] R.S.Markiewicz, S.M.Kelso. Solid State Comm., 25, 275, 1977.
-