

ФОНОННЫЙ ВЕТЕР И РАЗМЕРЫ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л.В.Келдыш

Показано, что поток, неравновесных фононов, рождающихся при рекомбинации электронов и дырок, приводит к неустойчивости достаточно больших объемов Электронно-дырочной жидкости и распаду их на более мелкие капли.

Электронно-дырочные капли (ЭДК) являются источниками интенсивных потоков неравновесных фононов, рождающихся в процессах безызлучательной рекомбинации электронов и дырок. Поглощаясь или рассеиваясь электронно-дырочной жидкостью, эти фононы передают ей частично свой квазиимпульс, что с макроскопической точки зрения эквивалент-

но действию некоторой объемной силы $f(\mathbf{r})$, пропорциональной локальной плотности потока энергии фононов $w(\mathbf{r})$ [1]

$$f(\mathbf{r}) = A w(\mathbf{r}) . \quad (1)$$

Элемент объема ЭДК δV , расположенный в окрестности точки \mathbf{r} , создает в точке \mathbf{r}' поток

$$\delta w(\mathbf{r}') = \frac{B}{4\pi} \frac{\mathbf{r}' - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3} \delta V , \quad (2)$$

где B – энергия, излучаемая в фононы единицей объема ЭДК в единицу времени. Из (1) и (2) следует, что два элемента объема δV и $\delta V'$ расположенные соответственно в окрестностях точек \mathbf{r} и \mathbf{r}' отталкивают друг друга с силой

$$F = \frac{AB}{4\pi} \frac{\mathbf{r}' - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3} \delta V \delta V' . \quad (3)$$

Иными словами, объемные силы, создаваемые в электронно-дырочной жидкости "фононным ветром", точно такие же, как если бы эта жидкость была однородно заряженной с плотностью заряда ρ , равной в силу формул (1) для f и w

$$\rho^2 = \frac{AB}{4\pi} = \begin{cases} \frac{a^{(abs)}}{4\pi} \frac{n_0 E_g}{\tau_0} \frac{d^2 m^2}{\hbar^3 \rho_c s^2} |\bar{\mathbf{k}}| , & \hbar |\bar{\mathbf{k}}| < 2p_F \quad (4a) \\ \frac{a^{(sc)}}{4\pi} \frac{n_0 E_g}{\tau_0} \left(\frac{d^2 m^2}{\hbar^3 \rho_c} \right)^2 \left(\frac{|\bar{\mathbf{k}}|}{\omega_k} \right)^4 , & \hbar |\bar{\mathbf{k}}| \gg 2p_F \quad (4b) \end{cases}$$

где n_0 и τ_0 – равновесная плотность и время жизни электронов и дырок в ЭДК, E_g – ширина запрещенной зоны, d и m – некоторые средние значения потенциалов деформации и эффективных масс, ρ_c – плотность кристалла, s – скорость звука, $a^{(abs)}$ и $a^{(sc)}$ – численные коэффициенты (оба $\sim 10^{-2}$), зависящие от деталей зонной структуры и анизотропии электрон-фононного взаимодействия, \mathbf{k} и ω_k – волновой вектор и частота фононов, p_F – фермиевский импульс электронов и дырок. Различие между (4a) и (4b) связано с тем, что для $\hbar |\mathbf{k}| < 2p_F$ основную роль играют процессы поглощения фононов, а при $\hbar |\mathbf{k}| \gg 2p_F$ – их рассеяние.

Очевидным следствием этих рассуждений является вывод о том, что достаточно большие объемы электронно-дырочной жидкости не могут быть устойчивы и неизбежно должны распадаться на более мелкие ЭДК. Рассмотрим две типичные ситуации: сферическая ЭДК радиуса R , постепенно растущая из экситонного облака, и плоский слой электронно-

дырочной жидкости толщиной L , который может образоваться и, по-видимому, реально образуется в экспериментах при очень кратковременной, но весьма интенсивной генерации полупроводника. Элементарные вычисления колебаний формы поверхности однородно заряженной несжимаемой жидкости, аналогичные [2], показывают, что при достижении некоторого критического радиуса R_c ЭДК становится неустойчивой относительно деформаций квадрупольного типа, приводящих к ее делению на две части, и

$$R_c = \left(\frac{15}{2\pi} \frac{\alpha}{\rho^2} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где α — коэффициент поверхностного натяжения ЭДК.

Задача о колебаниях поверхности плоского слоя под действием фонованного ветра похожа на известную задачу о капиллярно-гравитационных волнах [2] с тем однако принципиальным отличием, что сила $f = 4\pi\rho^2L$ направлена по внешней нормали к поверхности жидкости, что и приводит для $L > L_c = 0,385 R_c$ к неустойчивости всех поверхностных волн с волновыми векторами \mathbf{q} , удовлетворяющими условию $\alpha q^2 + 2\pi\rho^2 q^{-1} - 4\pi\rho^2 L < 0$. При $L \gg L_c$ инкремент нарастания максимален для $q = R_L^{-1}$, где

$$R_L = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{\alpha}{\rho^2 L} \right)^{1/2} = \left(\frac{1}{10} \frac{R_c}{L} \right) R_c. \quad (6)$$

Развитие этой неустойчивости должно привести к распаду исходного слоя на ЭДК с радиусами $\sim R_L$, разлетающиеся под действием фонованного ветра со скоростью $v = 4\pi\rho^2 L (Mn_o \gamma)^{-1}$, где M — сумма эффективных масс электрона и дырки, γ^{-1} — время релаксации скорости (торможения) ЭДК.

Формулы (4) показывают, что интенсивность фонованного ветра сильно зависит от частотного распределения фононов. Так для параметров германия ($d = 4 \text{ эв}$, $m = 4 \cdot 10^{-28} \text{ г}$, $\rho_c \approx 5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $s = s_t = 3 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, $n_o = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\tau_o = 4 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$, $E_g = 0,74 \text{ эв}$) в зависимости от $|\mathbf{k}|$ значения ρ изменяются в интервале $(0,1 + 1,0) \cdot 10^3 \text{ г}^{1/2} \text{ см}^{-3/2} \text{ сек}^{-1}$. Полагая $\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{сек}^{-2}$, получим $R_c = (0,7 + 3,5) \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $R_L = (0,15 + 1,5) L^{-1/2} \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Для кремния получаются примерно на порядок меньше значения R_L и R_c .

Приведенные значения R_c находятся в разумном соответствии с наблюдавшимся в [4] ограничением $R \leq 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, и не противоречат наблюдению в [5] больших ЭДК, т. к. одноосные деформации, использовавшиеся в [5], сильно ослабляют фонованый ветер [1]. Существуют также экспериментальные указания в [6] на разлет электронно-дырочной жидкости в виде мелких капель при мощном импульсном возбуждении. Изложенные соображения позволяют описать этот разлет. Легко показать, что ЭДК, отделившаяся от исходного слоя в момент времени t_o в точке z_o ($z_o \leq L$, z_o — расстояние от поверхности образца), движется в дальнейшем по закону

$$z(t) = z_o \left[1 + \frac{4\pi\rho^2\tau_o}{Mn_o\gamma} \left(1 - e^{-\frac{t-t_o}{\tau_o}} \right) \right]. \quad (7)$$

Если же импульс возбуждающего излучения сфокусирован, так что создаваемый сначала объем жидкости имеет форму сферы радиуса $R \gg R_c$, то этот объем распадается на капли с радиусами, отличающимися от (6) лишь заменой $L \rightarrow \frac{1}{3}R$, разлетающиеся по закону

$$r(t) = r_0 \left[1 + \frac{4\pi\rho^2\tau_0}{Mn_0\gamma} \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_0}} \right) \right]^{1/3}, \quad r_0 \leq R. \quad (8)$$

Формулы типа (7) – (8) описывают и тот случай, когда первоначальный импульс создает облако мелких ЭДК, если домножить в их правых частях вторые слагаемые на $\bar{n}/n_0 =$ долю объема, занимаемую в облаке жидкой фазой. При высоких температурах, когда большинство неравновесных носителей рекомбинирует в газовой фазе, в (7) – (8) следует заменить τ_0 на τ_{eff} – эффективное время жизни системы неравновесных носителей.

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

Поступила в редакцию
6 декабря 1975 г.

Литература

- [1] В.С.Багаев, Л.В.Келдыш, Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков, Препринт ФИАН, 1975; ЖЭТФ, 70, 2, 1976.
- [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред, { 61, ГИТТЛ, М., 1953.
- [3] L.M.Sander, H.B.Shore, L.J.Sham. Phys. Rev. Lett., 31, 533, 1973. H.Büttner, E.Gerlach. J. Phys., C6, L433, 1973; T.M.Rice. Phys. Rev. B9, 1540, 1974; T.L.Reinecke, S.C.Ying. Solid State Com., 14, 381, 1974; В.С.Багаев, Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков. Письма в ЖЭТФ, 21, 180, 1975; T.L.Reinecke, S.C.Ying. Phys. Rev. Lett., 35, 311, 1975.
- [4] A.S.Alexeev, T.A.Astemrov, V.S.Bagaev, T.I.Galkina, N.A.Penin, N.N.Sybeldin, V.A.Tsvetkov. Proc. XII. Int. Conf. Phys. Semiconductors Stuttgart. 1974. p. 91; В.С.Багаев, Н.В.Замковец, Л.В.Келдыш, Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков. Препринт ФИАН, 1975; ЖЭТФ, 70, 4, 1976.
- [5] R.S.Markiewicz, J.P.Wolfe, C.D.Jeffries. Phys. Rev. Lett., 32, 1357, 1974; J.P.Wolfe, R.S.Markiewicz, C.Kittel, C.D.Jeffries. Phys. Rev. Lett., 34, 275, 1975; J.P.Wolfe, W.L.Hansen, E.E.Haller, R.S.Markiewicz, C.Kittel, C.D.Jeffries. Phys. Rev. Lett., 34, 1292, 1975.
- [6] J.M.Hvam. I.Balslev. Phys. Rev. B11, 5052, 1975; J.M.Worlock. Советско-американский симпозиум по теории рассеяния света в твердых телах. М., 1975.