

## НАГРЕВ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ПОЛЕ НЕОДНОРОДНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Я. Е. Покровский, К. И. Свистунова

Показано, что в неоднородно деформированном германии происходит нагрев электрон-дырочных капель. Это приводит к увеличению скорости испарения носителей заряда из капель и к характерному возрастанию проводимости кристаллов.

В работе [1] было показано, что в поле неоднородной деформации электрон-дырочные капли в германии могут перемещаться на макроскопические расстояния из области возбуждения в область максимальной деформации. При этом было отмечено чрезвычайно резкое, на несколько порядков, уменьшение интенсивности рекомбинационного излучения конденсированной фазы. Мы полагаем, что такое уменьшение интенсивности излучения может быть связано с нагревом плазмы движущихся капель благодаря взаимодействию с фононами [2]. Этот нагрев должен приводить к увеличению скорости испарения электронов и дырок из капель и возрастанию проводимости кристалла. Подчеркнем, что скорость испарения будет определяться именно температурой капель  $T_e$ , а не температурой кристаллической решетки  $T$ .

Для качественного описания изменения проводимости кристалла будем считать градиент деформации постоянным, а время установления движения капель достаточно малым. В этом случае температуру капель  $T_e$  можно считать постоянной в пространстве и времени, но зависящей от градиента деформации. Будем далее считать, что возбуждение кристалла производится импульсом света, к моменту окончания которого практически все носители заряда связаны в электрон-дырочные капли, и в дальнейшем захватом каплями свободных экситонов можно пренебречь. Тогда после прекращения возбуждения изменение числа носите-

лей заряда в капле радиуса  $R$  описывается уравнением [3]:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{4}{3} \pi R^3 n_o \right) = - \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{n_o}{\tau_o} - 4 \pi R^2 A T_e^2 \exp \left( - \frac{\phi}{k T_e} \right). \quad (1)$$

Здесь  $n_o$  — концентрация носителей в конденсированной фазе,  $\tau_o$  — время жизни конденсированной фазы,  $A$  — постоянная Ричардсона,  $\phi$  — работа выхода. Из (1) следует, что

$$R = \left[ R_o + \frac{3 \tau_o A T_e^2}{n_o} \exp \left( - \frac{\phi}{k T_e} \right) \right] \exp \left( - \frac{t}{3 \tau_o} \right) - \frac{3 \tau_o A T_e^2}{n_o} \exp \left( - \frac{\phi}{k T_e} \right), \quad (2)$$

где  $R_o$  — начальный радиус капли. Видно, что  $R$  уменьшается до нуля за время  $t_c$ :

$$t_c = 3 \tau_o \ln \left[ 1 + \frac{R_o n_o}{3 \tau_o A T_e^2} \exp \left( \frac{\phi}{k T_e} \right) \right]. \quad (3)$$

Если  $t_c < 3 \tau_o$ , то

$$t_c = \frac{R_o n_o}{A T_e^2} \exp \left( \frac{\phi}{k T_e} \right) \quad (4)$$

и

$$R = R_o (1 - t/t_c). \quad (5)$$

Считая, что концентрация свободных электронов и дырок  $n$ , определяющая проводимость кристалла, изменяется лишь в результате испарения носителей из капель и связывания их в экситоны, можно положить

$$\alpha n^2 = \frac{4 \pi N n_o R_o^3}{t_c} (1 - t/t_c)^2, \text{ откуда}$$

$$n = \left( \frac{4 \pi N n_o R_o^3}{\alpha t_c} \right)^{1/2} (1 - t/t_c). \quad (6)$$

Здесь  $N$  — концентрация капель,  $\alpha$  — коэффициент связывания электронов и дырок в экситоны. Таким образом, проводимость кристалла должна линейно убывать во времени, спадая до нуля за время  $t_c$ , связанное с температурой электрон-дырочной плазмы капель  $T_e$  выражением (4). Заметим, что исследование зависимости  $t_c$  от температуры решетки  $T$  было использовано в [4] для определения работы выхода  $\phi$  из электрон-дырочных капель в германии.

При экспериментальном исследовании нагрева капель образец чистого германия возбуждался импульсами излучения GaAs-лазера с энергией  $10^{-6} - 10^{-7}$  Дж и длительностью  $2 \cdot 10^{-7}$  сек. Образец длиной 2 мм был вырезан в направлении (111). Градиент деформации, пропорциональный градиенту давления  $\partial p / \partial x$ , создавался усилием, направленным вдоль образца, за счет изменения его поперечного сечения от

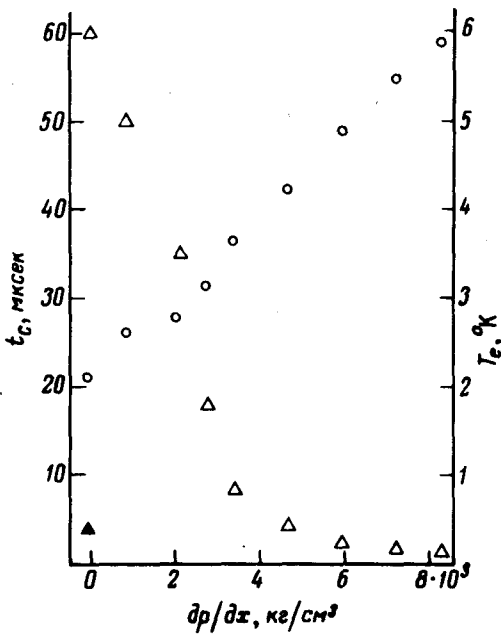


Рис. 1. Временная зависимость тока  $i$  через образец при различных температурах  $T$  и градиентах давления  $dp/dx$ : а) 1 -  $T = 4,2^{\circ}\text{К}$ ,  $dp/dx = 0$ ; 2 -  $T = 2,1^{\circ}\text{К}$ ,  $dp/dx = 7200 \text{ кг}\cdot\text{см}^{-3}$ ; б)  $T = 2,1^{\circ}\text{К}$ : 1 -  $dp/dx = 0$ ; 2 -  $dp/dx = 870 \text{ кг}\cdot\text{см}^{-3}$ ; 3 -  $dp/dx = 2100 \text{ кг}\cdot\text{см}^{-3}$

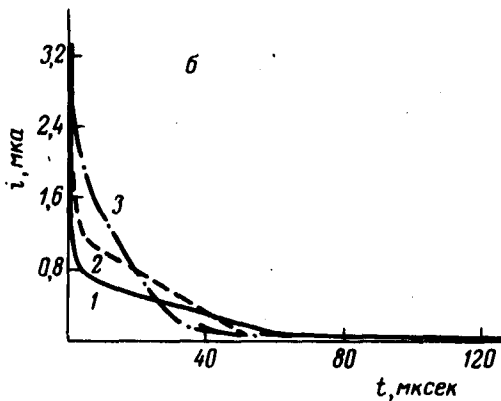
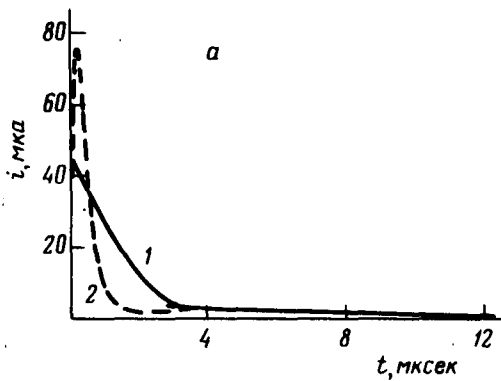


Рис. 2. Зависимость времени отсечки  $t_c$  ( $\Delta$ ) и температуры капель  $T_c(0)$  от градиента давления  $dp/dx$  при  $2,1^{\circ}\text{К}$ :  $\blacktriangle$  -  $t_c$  при  $T = 4,2^{\circ}\text{К}$  и  $dp/dx = 0$

2,25 мм<sup>2</sup> на концах до 1,5 мм<sup>2</sup> в центральной части. Для измерения проводимости на боковые поверхности образца наносились индиевые контакты. Ток через образец, пропорциональный его проводимости, осциллографировался. Напряженность электрического поля в образце не превышала 0,3 в/см.

На рис. 1 приведены осциллограммы тока  $i$  через образец при двух температурах и различных градиентах давления. Из рисунка видно, что зависимость проводимости от времени согласуется с выражением (5), причем время отсечки проводимости  $t_c$  резко уменьшается при возрастании температуры образца  $T$  или градиента давления. При этом уменьшение  $t_c$  с ростом давления сопровождалось падением интегральной интенсивности рекомбинационного излучения более чем на два порядка. Типичная зависимость времени отсечки  $t_c$  от градиента давления  $\partial p / \partial x$  представлена на рис. 2. На этом рисунке приведена также температура капель  $T_c$ , вычисленная из (4). При расчете было использовано значение  $\phi = 1,5 \text{ мэв}$  [4, 5] и  $t_c = 3,5 \text{ мксек}$  при 4,2°К (рис. 1, а). Из рис. 2 видно, что температура капель  $T_c$  возрастает приблизительно пропорционально градиенту давления и достигает  $\approx 6^\circ\text{К}$ . Естественно, что при такой высокой температуре происходит практически полное испарение электрон-дырочных капель в германии и исчезновение рекомбинационного излучения конденсированной фазы неравновесных носителей заряда.

Авторы благодарны С.В.Потешину за содействие при проведении эксперимента.

Институт радиотехники  
и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
17 апреля 1973 г.

### Литература

- [1] А.С.Алексеев, В.С.Багаев, Т.И.Галкина. ЖЭТФ, 63, 1020, 1972.
- [2] Л.В.Келдыш. Сб. Экситоны в полупроводниках. М., изд. Наука, 1971, стр. 5.
- [3] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. ФТП, 4, 491, 1970.
- [4] J. C. Hensel, T. G. Phillips, T. M. Rice. Phys. Rev. Lett., 30, 227, 1973.
- [5] Ya. E. Pokrovsky. Phys. Stat. Sol.(a), 11, 385, 1972.