

*Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 7 стр. 448 – 452      5 октября 1974 г.*

## **ЭФФЕКТ ОХЛАЖДЕНИЯ СВЕТОМ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

*П.М.Валов, И.Д.Ярошецкий, И.Н.Ясевич*

При внутризонном поглощении света в полупроводниках энергия части свободных носителей, взаимодействующих со светом, возрастает на величину светового кванта  $\hbar\omega$ . Возбужденные светом фотоносители релаксируют по энергии вследствие столкновений с основной мас-

сой носителей и путем испускания оптических и акустических фононов. Энергия света, переданная по каналу межэлектронных соударений, разогревает равновесные носители и приводит к изменению их подвижности и, как следствие, к появлению фотопроводимости [1, 2].

Однако, можно себе представить и прямо противоположную ситуацию — охлаждение свободных носителей светом, которая может быть реализована при прямых внутризонных переходах в полупроводниках типа  $p$ -Ge, когда начальная энергия фотоэлектронов  $\epsilon_H$  фиксирована и больше средней энергии носителей, а время релаксации по энергии фотоносителей на оптических фонах много меньше времени релаксации по энергии при межэлектронных соударениях. При этом необходимо, чтобы после испускания  $n$  оптических фононов фотоноситель имел конечную энергию  $\epsilon_K$  меньше  $\epsilon_H$ . Образующийся дефицит энергии в силу межэлектронных столкновений распределяется в системе основных носителей, которые можно охарактеризовать эффективной температурой  $T_e$  меньшей температуры решетки  $T_0$ .

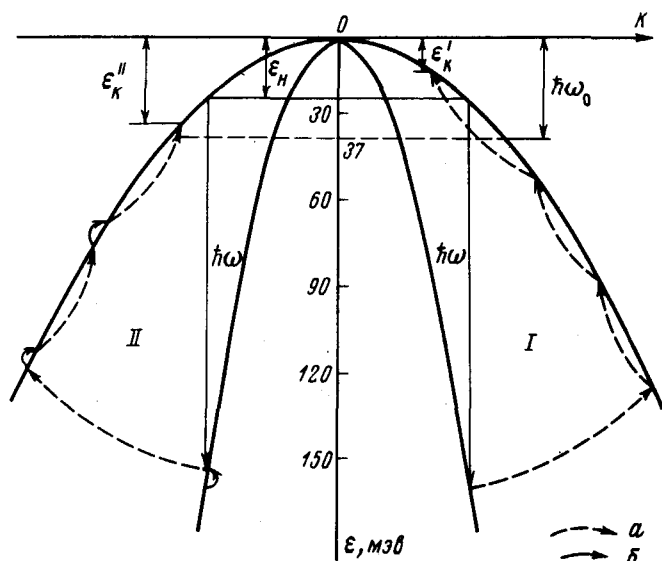


Рис. 1. Схема оптических переходов и релаксации энергии фотодырок в  $p$ -Ge для  $\hbar\omega = 130$  мэв. I — малые концентрации дырок; II — большие концентрации дырок; а — переходы с испусканием оптических фононов; б — многократные переходы вследствие междырочных столкновений;  $k$  — волновой вектор

Нами экспериментально обнаружен указанный эффект в дырочном германии при возбуждении перестраиваемым  $\text{CO}_2$ -лазером с модулированной добротностью. В качестве метода измерения использовалось изучение внутризонной фотопроводимости при возбуждении двумя линиями излучения с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм и  $\lambda = 9,54$  мкм. Если

$T_e - T_0 < T_0$ , то можно показать, что относительная фотопроводимость  $\Delta\sigma/\sigma$ ,  $T_e$  и подвижность носителей  $\mu$  связаны соотношением

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial\mu}{\partial T_e} \Big|_{T_e=T_0} (T_e - T_0). \quad (1)$$

На рис. 1 приведена схема оптических переходов и последующей релаксации энергии фотодырок в германии для линии 9,54 мкм ( $\hbar\omega = 130$  мэв) в плоскости, проходящей через центр зоны Бриллюэна. Начальное состояние, из которого возбуждаются дырки, имеет энергию  $\epsilon_H = 28$  мэв для линии 9,54 мкм и 22 мэв для линии 10,6 мкм ( $\hbar\omega = 117$  мэв) [3]. При возбуждении дырок излучением с такими энергиями квантов фотодырки могут испустить соответственно либо 4, либо 3 оптических фонона ( $\hbar\omega_0 = 37$  мэв) и перейти в конечные состояния с энергией 10 и 28 мэв.

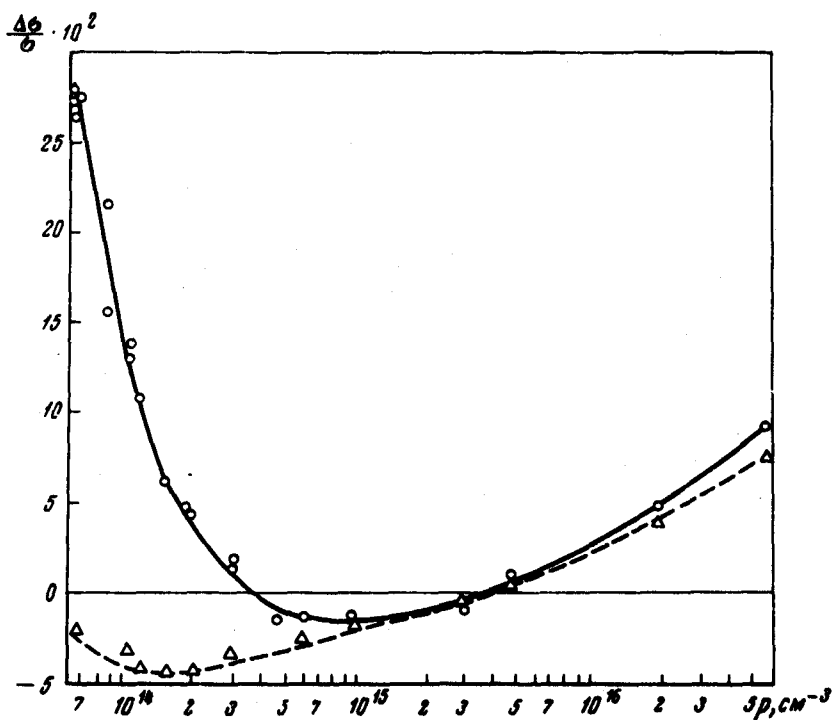


Рис. 2. Зависимость фотопроводимости от концентрации при  $T = 77,3^\circ\text{K}$ :  $\circ - \lambda = 9,54$  мкм;  $\Delta - \lambda = 10,6$  мкм;  $I = 10^{25}$  кв/см<sup>2</sup> · сек

Для линии 9,54 мкм будет иметь место охлаждение дырок и положительная фотопроводимость в области малых концентраций, в которой подвижность определяется рассеянием на фононах. И, наоборот, при тех же условиях наблюдения на линии 10,6 мкм это приведет к разогреву дырок и к отрицательной фотопроводимости.

Экспериментальные зависимости относительной фотопроводимости от концентрации дырок и температуры приведены на рис. 2 и рис. 3. Из

рис. 2 видно, что при  $T_0 = 77,3^\circ\text{K}$  для линии  $10,6 \text{ мкм}$  фотопроводимость остается отрицательной с самых малых концентраций вплоть до  $p = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , при которой она меняет знак вследствие увеличения доли примесного рассеяния [2]. Для линии же  $9,54 \text{ мкм}$  при малых концентрациях фотопроводимость положительна и более чем в 6 раз превосходит по абсолютной величине ее значение для линии  $10,6 \text{ мкм}$ . По мере роста концентрации дырок  $\Delta\sigma/\sigma$  быстро уменьшается до нуля и далее ее концентрационная зависимость подобна аналогичной зависимости для линии  $10,6 \text{ мкм}$ . При повышении температуры фотопроводимость на линии  $9,54 \text{ мкм}$  уменьшается и около  $180^\circ\text{K}$  изменяет знак. Отметим, что для тех же концентраций фотопроводимость для излучения с энергией  $117 \text{ мэв}$  остается отрицательной во всем диапазоне температур.

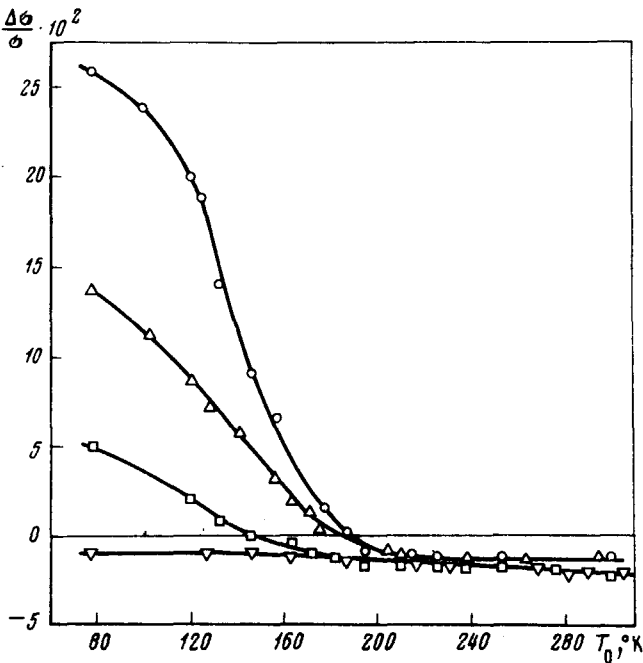


Рис. 3. Зависимость фотопроводимости от температуры:  $\circ - p = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;  $\Delta - p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $\square - p = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $\nabla - p = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $I = 10^{25} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{сек}$

О внутризонном, а не примесном характере наблюдаемой фотопроводимости убедительно свидетельствуют следующие факты: линейная зависимость  $\Delta\sigma/\sigma$  от интенсивности света вплоть до реализованных в опыте потоков  $I = 10^{25} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{сек}$ , стационарность откликов сигналов при длительностях светового импульса  $\sim 0,15 \text{ мксек}$ , сверхлинейная зависимость  $\Delta\sigma/\sigma$  от концентрации для линии  $9,54 \text{ мкм}$ , а главное, качественно различный характер фотопроводимости на двух близких по энергии кванта линиях излучения, различие между которыми составляет всего лишь  $13 \text{ мэв}$ . В случае, если бы наблюдаемая фотопро-

водимость могла быть приписана переходам на примесные уровни, образованные, например, дефектами структуры, то такие глубокие уровни должны были бы обладать необычайно малой шириной  $\sim$  единиц  $m\text{эВ}$ , что в полупроводниках не имеет места. Таким образом, наблюдаемая на опыте фотопроводимость является внутрizonной, а изменение ее знака в условиях чисто решеточного рассеяния при переходе от линии  $10,6 \text{ мкм}$  к линии  $9,54 \text{ мкм}$  связано с переходом от разогрева дырочного газа к его охлаждению. Помимо охлаждения основной массы носителей за счет понижения их средней энергии на опыте могла бы проявиться также фотопроводимость непосредственно связанная с перемещением группы дырок с энергией  $\epsilon_n$  к энергии  $\epsilon_k$  с соответствующим увеличением подвижности. Однако, даже при самых малых концентрациях, реализованных на опыте, этот эффект по оценкам на порядок меньше по величине экспериментально наблюдаемого. В свою очередь условия максвеллизации в нашем случае выполняются. Используя экспериментальные значения  $\Delta\sigma$  и формулу (1), получаем, что для образцов  $p\text{-Ge}$  с концентрацией  $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и интенсивности света  $\sim 10^{25} \text{ кв/см}^2 \cdot \text{сек}$  охлаждение составляет  $30^\circ\text{К}$ . Оценки температуры охлаждения из уравнения баланса с учетом потерь на акустических и оптических фононах основной массы носителей дают величину эффекта, совпадающую с приведенной выше в пределах погрешности эксперимента.

По мере роста концентрации охлаждение дырочного газа сменяется его разогревом, с одной стороны, за счет увеличения доли энергии, вносимой в систему основных дырок фотодырками с энергией большей  $\hbar\omega_0$  и, с другой — за счет изменения числа испускаемых оптических фононов с 4 до 3 и величины  $\epsilon_k$  в соответствии с рис. 1, обусловленное сдвигом энергии фотодырок за счет междырочных столкновений и вследствие испускания ими акустических фононов. Наблюдаемый переход имеет место при меньших концентрациях, чем можно было бы ожидать, исходя из простых оценок. Возможно, это связано с отсутствием учета реальной зонной структуры (несферичность, непараболичность) в указанных оценках.

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

Поступила в редакцию  
29 июля 1974 г.

### Литература

- [1] А.М.Данишевский, А.А.Кастальский, Б.С.Рывкин, С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий. Письма в ЖЭТФ, 10, 470, 1969.
- [2] П.М.Валов, Б.С.Рывкин, И.Д. Ярошецкий, И.Н.Ясиевич. ФТП, 5, 904, 1971.
- [3] М.А.Васильева, Л.Е.Воробьев, В.И.Стафеев, ФТП, 1, 29, 1967.