

MAR 4 1966

**short note**

reprinted from

**physica**  
**status**  
**solidi**

Институт Кристаллографии Академии Наук СССР, Москва  
О влиянии гидростатического давления на фотопроводимость  
полупроводников

В.М. ФРИДКИН и Н.А. ТИХОМИРОВА

V.M. Fridkin N.A. Tikhomirova

Влияние высокого гидростатического давления на фотопроводимость полупроводника (или диэлектрика) может быть обусловлено изменением времени жизни или подвижности неравновесных носителей. Согласно (1, 2) для монокристаллов серы и сернистого кадмия изменение подвижности электронов с давлением не вносит существенного вклада в зависимость фототока от давления. Ниже мы покажем, что на основе простой феноменологической модели РОУЗА (3) может быть получена зависимость времени жизни неравновесных носителей от давления.

Здесь мы рассмотрим частный случай, когда два уровня рекомбинации, электронный с энергией активации  $E_{r1}$ , и дырочный с энергией активации  $E_{r2}$ , расположены вблизи соответствующих демаркационных уровней с энергиями соответственно  $E_{dp}$  и  $E_{dn}$ . Согласно (3) выражения для времени жизни электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p$  в этом случае имеют вид:

$$\tau_n = \tau_{n0} \exp\left(\frac{E_{dp} - E_{r1}}{kT}\right), \quad (1)$$

$$\tau_p = \tau_{p0} \exp\left(\frac{E_{dn} - E_{r2}}{kT}\right). \quad (1')$$

Если концентрации электронных и дырочных уровней рекомбинации равны, то  $E_{dn} = E_{fn}$  и  $E_{dp} = E_{fp}$ , где  $E_{fn}$  и  $E_{fp}$  энергии квазиуровней Ферми соответственно для электронов и дырок. Соотношения (1) и (1') должны быть дополнены выражениями, связывающими концентрации  $n$  и  $p$  свободных электронов и дырок с положением соответствующих квазиуровней Ферми:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_{fn}}{kT}\right) = f\tau_n, \quad \frac{\partial \ln \tau_n}{\partial P} = -\frac{1}{kT} \frac{\partial E_{fn}}{\partial P}, \quad (2)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_{fp}}{kT}\right) = f\tau_p, \quad \frac{\partial \ln \tau_p}{\partial P} = -\frac{1}{kT} \frac{\partial E_{fp}}{\partial P}. \quad (2')$$

Здесь  $f$  возбуждение,  $P$  давление, причем эффективные плотности состояний  $N_c$  и  $N_v$  по предположению не зависят от давления  $P$ . Изменение ширины запрещенной зоны  $E_g$  с давлением может привести к изменению расстояния между демаркационными уровнями (или квазиуровнями Ферми) и уровнями рекомбинации и, следовательно, к изменению времени жизни носителей. При этом согласно (1) и (2), а также (1') и (2') должны быть всегда выполнены соотношения:

$$\frac{\partial E_{fn}}{\partial P} + \frac{\partial E_{dp}}{\partial P} = \frac{\partial E_{r1}}{\partial P}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_{fp}}{\partial P} + \frac{\partial E_{dn}}{\partial P} = \frac{\partial E_{r2}}{\partial P}. \quad (3')$$

Согласно (3) энергии квази-уровня Ферми и демаркационного уровня связаны следующими соотношениями:

$$E_{dn} = E_{fp} - kT \ln \left( \frac{s_p}{s_n} \right) - \frac{3}{2} kT \ln \left( \frac{m_p}{m_n} \right), \quad (4)$$

$$E_{dp} = E_{fn} + kT \ln \left( \frac{s_p}{s_n} \right) - \frac{3}{2} kT \ln \left( \frac{m_p}{m_n} \right), \quad (4')$$

где сечения рекомбинации дырок  $s_p$  и электронов  $s_n$ , а также эффективные массы дырок  $m_p$  и электронов  $m_n$  по предположению не зависят от давления. Из (4) и (4') находим, что

$$\frac{\partial E_{fn}}{\partial P} = \frac{\partial E_{dp}}{\partial P} \quad \text{и} \quad \frac{\partial E_{fp}}{\partial P} = \frac{\partial E_{dn}}{\partial P}.$$

Подставляя эти соотношения в (3) и (3') и принимая, что

$$\frac{\partial E_{r1}}{\partial P} \approx \frac{\partial E_{r2}}{\partial P} \approx \frac{\partial E_g}{\partial P},$$

преобразуем (2) к следующему окончательному виду:

$$\frac{\partial \ln \sigma_n}{\partial P} = \frac{\partial \ln \tau_n}{\partial P} = - \frac{1}{2kT} \frac{\partial E_g}{\partial P}, \quad (5)$$

где  $\sigma_n$  фотопроводимость, обусловленная электронами. Аналогичное выражение может быть написано для дырок.

Согласно (5) уменьшение ширины запрещенной зоны с давлением приводит к росту времени жизни и, следовательно, увеличению фототока и наоборот. В таблице 1 мы приводим экспериментальные значения

$$\frac{\partial}{\partial P} \ln \frac{\sigma}{\sigma_0} \approx \frac{\partial}{\partial P} \ln \frac{\tau}{\tau_0},$$

полученные для монокристаллов сернистого кадмия (2) и серы (1) для давлений до  $\sim 10^4$  атм. Из данных таблицы видно, что соотношение (5) правильно передает не только знак, но и величину эффекта.

Обращает на себя внимание, что соотношение (5) было получено К.БЁРОМ, Е.ГУЧИ и Е.ЯНЕ на основе иной кинетической модели, учитывающей влияние уровней прилипания с энергией активации  $E_r$  на стационарное значение фототока (2). При этом, как и в нашем случае, авторы (2) существенно используют предположение

$$\frac{\partial E_r}{\partial P} \approx \frac{\partial E_g}{\partial P},$$

которое в рамках выполненного рассмотрения остается необоснованным. Во всяком случае ясно, что из одних только измерений зависимости стационарной фотопроводимости от давления (без привлечения данных кинетики) нельзя сделать однозначных выводов в отношении детального механизма явления.

Таблица 1

кристалл	$\left(\frac{\partial E_g}{\partial P}\right)_T$	$-\frac{1}{2kT} \left(\frac{\partial E_g}{\partial P}\right)_T$	$\frac{\partial}{\partial P} \ln \frac{\sigma}{\sigma_0}$	Авторы
	(эв · атм <sup>-1</sup> )	(атм <sup>-1</sup> )	(атм <sup>-1</sup> )	
S	$-7,2 \cdot 10^{-6}$	$+1,4 \cdot 10^{-4}$	$+2,2 \cdot 10^{-4}$	(1)
CdS	$+4 \cdot 10^{-6}$	$-0,8 \cdot 10^{-4}$	$-0,6 \cdot 10^{-4}$	(2)

Литература

- (1) Н.А. ТИХОМИРОВА и В.М. ФРИДКИН, Физ. тверд. Тела 5, 2709 (1963).
- (2) К.В. ВÖER, E. GUTSCHE, and E. JAHNE, phys. stat. sol. 3, 922 (1963).
- (3) Р. БЬЮБ, Фотопроводимость твердых тел, Издательство иностранной литературы, Москва 1962 (гл. 10, с. 372).

(Received June 15, 1964)