

Действительный член АН УССР В. Е. ЛАШКАРЕВ

### ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОЭДС В ИЗОЛИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Если изолированный полупроводник (пп) поместить между обкладками конденсатора, одна из пластин которого сделана полупрозрачной, и подвергнуть его переменному освещению, то, замкнув конденсатор на сопротивление, можно наблюдать появление в цепи переменного тока. На опыте наблюдается падение потенциала  $v$  на внешнем сопротивлении  $R$ . Схема опыта показана на рис. 1.

Для удобства выкладок разделим все напряженности поля и потенциала на  $kT/e$ . Первые обозначим буквой  $Y$ . Безразмерный потенциал в пп обозначим  $W$  (в полупроводнике  $Y = dW/dx$ ). В дырочном пп при отсутствии тока  $e^W$  является отношением концентрации носителей тока в присутствии поля и света к концентрации, когда поля и света нет. Из рис. 1 следует тождество:

$$V = v + W_d - W_0 + Y_1 \delta; \quad (1)$$

$v$  равно сопротивлению, умноженному на емкостной ток, текущий в изоляторе, т. е.:

$$v = \tau \delta \frac{dY_1}{dt}, \quad (2)$$

где  $\tau = \frac{\epsilon_1 S}{4\pi \delta} R$ ,  $S$  — площадь конденсатора. Обозначим знаком  $\Delta$  приращение всех величин под действием света ( $\Delta v = v$ ,  $d\Delta Y_1/dt = dY_1/dt$ ,  $\Delta V = 0$ ). Тогда из (1) и (2) следует:

$$\tau \frac{d\Delta Y_1}{dt} + \Delta Y_1 = \frac{1}{\delta} \Delta (W_0 - W_d); \quad (I)$$

$\Delta (W_d - W_0) = \mathcal{G}$  есть фотоэдс в изолированном пп. Нейтральность пп в целом позволяет сформулировать и второе граничное условие:

$$\frac{\epsilon_1}{e} \Delta Y_1 = \Delta Y_0 - \Delta Q_0 = \Delta Y_d + \Delta Q_d. \quad (II)$$

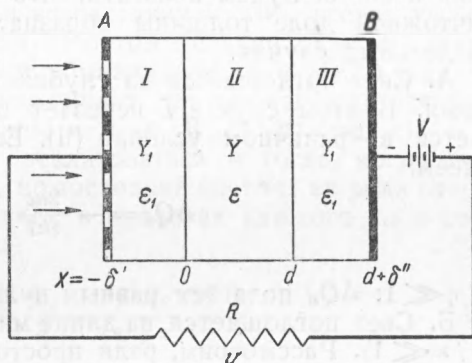


Рис. 1. II — полупроводник, I и III — изоляторы (их суммарная толщина  $\delta = \delta' + \delta''$ ). A и B — обкладки конденсатора, левая полупрозрачна. Направление света обозначено стрелками

Здесь  $Q = 4\pi\sigma e / \varepsilon kT$ , где  $\sigma$  — поверхностная плотность заряда. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением квазистационарного случая, т. е. того случая, когда освещенность изменяется столь медленно, что в каждый данный момент состояние пп близко к стационарному. Для этого необходимо, чтобы период модуляции света был много больше времени релаксации электрического поля пп ( $\varepsilon_p / 4\pi$ ) и времени установления равновесия электронов между зоной и локальными уровнями. Применяя синусоидально модулированный свет, имеем в этом случае  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}$ ;  $\Delta Y_1 = A e^{i\omega t}$ , откуда из уравнения (2) и (1) следует:

$$|v| = |\mathcal{E}_0| \frac{\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}. \quad (3)$$

$\mathcal{E}$  может быть получено из рассмотрения стационарного случая.

Для дырочного пп с дырочными носителями фототока уравнение Пуассона имеет вид (см., например, (1)):

$$\frac{d^2W}{dx^2} = \frac{1}{2} \kappa^2 [e^W - (1+L)e^{-W}], \quad (4)$$

где  $1/\kappa$  — длина экранирования,  $L$  пропорционально локальному значению освещенности.  $Le^{-W}$  дает отношение концентрации фотоэлектронов на локальных уровнях к концентрации дырок при отсутствии поля и света. Будем полагать, что граничные поля экранируются на ничтожной доле толщины образца, т. е.  $d \gg 1/\kappa$ . Рассмотрим два предельных случая.

А. Свет поглощается на глубине много меньшей длины экранирования. В этом случае  $L$  исчезает из объемных уравнений и учитывается в граничном условии (II). Если свет убывает по закону  $e^{-\eta x}$ , имеем:

$$\Delta Q_0 = - \frac{2\pi e}{\varepsilon kT} \frac{\kappa^2}{\eta} L_0 e^{-W_0}; \quad (5)$$

$\kappa/\eta \ll 1$ ;  $\Delta Q_d$  полагаем равным нулю.

Б. Свет поглощается на длине много большей длины экранирования ( $\eta/\kappa \ll 1$ ). Рассмотрим, ради простоты, случай, когда поверхностный заряд не зависит от освещенности, т. е.  $\Delta Q = 0$ .

Для этих случаев мы решили задачу, предполагая, что свет слаб, т. е.  $Le^{-W} \ll 1$  и  $|\Delta W| \ll 1$ , а также, что выполняется неравенство  $\kappa d \gg 2\varepsilon_1/\varepsilon$ .

Имеем:

А. 
$$\mathcal{E}_0 = - \frac{2\pi e}{\varepsilon kT} \frac{\kappa}{\eta} L_0 \frac{e^{-W_0/2}}{1 + e^{W_0}}. \quad (6)$$

Б. 
$$\mathcal{E}_0 = - L_0 \left[ \frac{1}{1 + e^{W_0}} - \frac{e^{-\eta d}}{1 + e^{W_d}} \right]. \quad (7)$$

Случай Б удобно разбить на два: Б<sub>1</sub> ( $\eta d \gg 1$ ) и Б<sub>2</sub> ( $\eta d \leq 1$ ).

Имеем:

Б<sub>1</sub>. 
$$\mathcal{E}_0 = - \frac{L_0}{1 + e^{W_0}}. \quad (8)$$

Б<sub>2</sub>. 
$$\mathcal{E}_0 = L_0 \left[ \operatorname{th} \frac{W_0}{2} - \frac{1 - e^{-\eta d}}{1 + e^{-W_0}} \right]. \quad (9)$$

(Последняя формула дана для случая отсутствия поверхностных зарядов, когда  $W_d = -W_0$ .)

Рассмотрение полученных равенств указывает на сильную зависимость фотоэдс от внешнего поля.

Если поверхностных зарядов нет, то  $e^{W_0}$  вычисляется по формуле:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} Y_1 = -x(e^{W_0/2} - e^{-W_0/2}). \quad (10)$$

Приведем численный пример. Пусть пп изолирован двумя пластинками слюды общей толщиной  $10^{-1}$  мм. Пусть  $\varepsilon = 12$  и  $1/x = 1 \mu$ . Тогда, приложив к конденсатору 100 в, мы получим  $e^{W_0} = 400$  (1).

Явление влияния электрического поля на  $|v|$  было обнаружено Е. К. Пуцейко (2) в 1948 г. В недавно опубликованной ею работе (3) знак этого эффекта был определен на 29 полупроводниках.

Эффект наблюдался двух типов:

а) наблюдалось возрастание  $|v|$  при обоих знаках внешнего поля (11 случаев).

б) Поле одного знака увеличивало  $|v|$ , поле другого знака — уменьшало (18 случаев). Во всех случаях, где характер проводимости пп был известен, знак  $V$ , дававший большее  $|v|$ , совпадал со знаком темновых носителей тока.

Отсутствие в работе Пуцейко данных для различных значений  $V$ , а также данных и о других важных параметрах исследованных полупроводников позволяет провести лишь качественное сопоставление теории с опытом. Однако все характерные черты явления немедленно обнаруживаются. Заметим, что при возрастании  $V$   $W_0$  всегда уменьшается (а  $W_d$  всегда увеличивается). Поэтому случаи А и Б<sub>1</sub> дадут всегда возрастание  $|v|$  при  $V > 0$  и убывание  $|v|$  при  $V < 0$  (тип β). Наоборот, в случае Б<sub>2</sub> возрастание будет всегда наблюдаться при обоих знаках  $V$ , если  $|V|$  достаточно велико ( $W_0 > \eta d$ ) (тип α).

Заметим, что случай Б<sub>2</sub> может реализоваться и тогда, когда свет в образце поглощается полностью, но последний состоит из ряда слоев, изолированных друг от друга, причем в пределах каждого слоя свет поглощается мало. В этом случае:

$$\mathcal{E}_0 = \frac{L_0}{1 - e^{-\eta d'}} \left[ \operatorname{th} \frac{W_0}{2} - \frac{1 - e^{-\eta d'}}{1 + e^{-W_0}} \right], \quad (11)$$

где  $d'$  — толщина слоя ( $\varepsilon$  всех изолирующих слоев равна  $\varepsilon_1$ ). Этот случай может иметь место, если образец является спрессованным порошком (что применялось в работе Пуцейко) при несовершенном контакте между зернами.

Таким образом, „эффект Пуцейко“ дает вполне обоснованный метод определения знака носителей фототока, не менее надежный, чем осциллографический метод, предложенный В. П. Жузе и С. М. Рывкиным (4). Отрицание этого С. М. Рывкиным (5) основано на недоразумении. Дело в том, что Рывкин в своей теории игнорировал граничные условия задачи, и потому, естественно, из его расчетов выпал и эффект Пуцейко.

Отметим, в заключение, то большое значение, которое должен приобрести эффект Пуцейко для изучения поверхностных состояний электронов в полупроводниках. Оставляя подробности до другой статьи, заметим только следующее. Случай Б дает „насыщение“ при возрастании  $V$ . Например, для случая Б<sub>1</sub>, мы имеем:

$$\frac{\mathcal{E}_0(V \rightarrow \infty)}{\mathcal{E}_0(V \rightarrow 0)} = 1 + e^{W_0}, \quad (12)$$

где  $W_0^0 = W_0(V \rightarrow 0)$ . Если поверхностных уравнений нет, то  $e^{W_0^0} = 1$ . По

найденному значению  $e^{w^*}$  можно, используя уравнение (10), где левая часть должна быть заменена на  $-4\pi\sigma e / \varepsilon k T$ , определить  $\sigma$  (при  $V = 0$ ).

Киевский государственный университет  
им. Т. Г. Шевченко  
и Институт физики Академии наук УССР

Поступило  
29 XI 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> В. Е. Лашкарев, ЖЭТФ, 18, 917 (1948). <sup>2</sup> Е. К. Пуцейко, ДАН, 59, 471 (1948). <sup>3</sup> Е. К. Пуцейко, ДАН, 67, 1009 (1949). <sup>4</sup> В. П. Жузе и С. М. Рывкин, ДАН, 62, 55 (1948). <sup>5</sup> С. М. Рывкин, ЖТФ, 18, 1522 (1948).