

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 Δ 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:

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

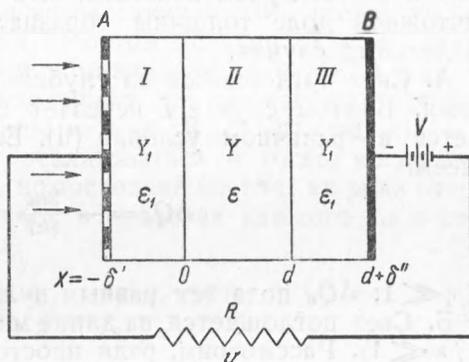


Рис. 1. II — полупроводник, I и III — изоляторы (их суммарная толщина $\delta = \delta' + \delta''$). A и B — обкладки конденсатора, левая полупрозрачна. Направление света обозначено стрелками

Здесь $Q = 4\pi\sigma e / \varepsilon kT$, где σ — 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:

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

$\kappa/\eta \ll 1$; ΔQ_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: Б₁ ($\eta d \gg 1$) и Б₂ ($\eta d \leq 1$). Имеем:

Б₁.
$$\mathcal{E}_0 = - \frac{L_0}{1 + e^{W_0}}. \quad (8)$$

Б₂.
$$\mathcal{E}_0 = L_0 \left[\operatorname{th} \frac{W_0}{2} - \frac{1 - e^{-\eta d}}{1 + e^{-W_0}} \right]. \quad (9)$$

(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 Б₁ дадут всегда возрастание $|v|$ при $V > 0$ и убывание $|v|$ при $V < 0$ (тип β). Наоборот, в случае Б₂ возрастание будет всегда наблюдаться при обоих знаках V , если $|V|$ достаточно велико ($W_0 > \eta d$) (тип α).

Заметим, что случай Б₂ 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 (ε всех изолирующих слоев равна ε_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 Б₁, 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^0} можно, используя уравнение (10), где левая часть должна быть заменена на $-4\pi\sigma e / \varepsilon k T$, определить σ (при $V = 0$).

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

Поступило
29 XI 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

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