

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

Г.М. Гуро

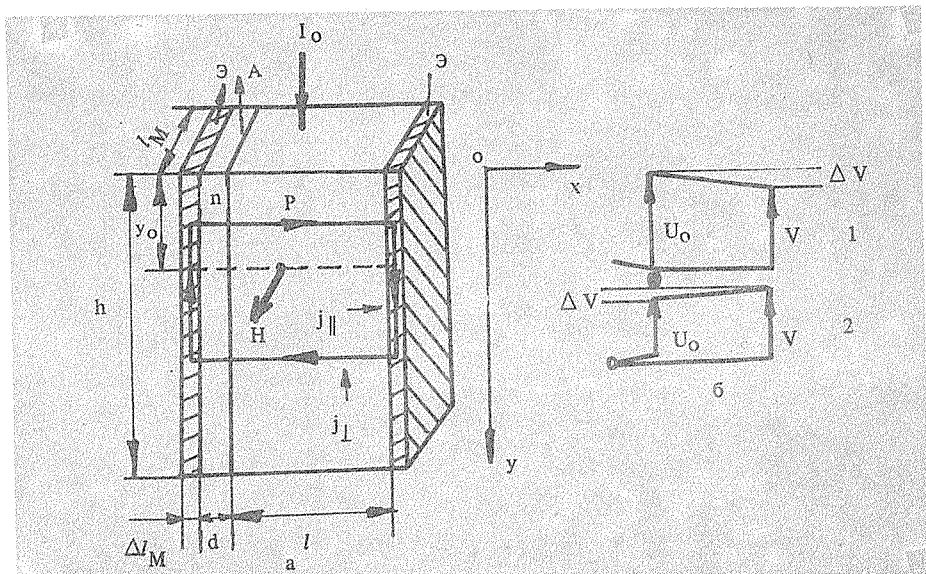
Рассматриваются электронные процессы в фотопреобразователях в условиях торцевого освещения, когда возникают замкнутые токи, достигающие наибольшей величины в режиме холостого хода. Показано, что замкнутые токи, уменьшая напряжение на фотопреобразователе, вызывают дополнительные потери и создают магнитное поле.

Свет, падая на торцевую грань солнечной батареи или фотопреобразователя (ФП) /1/, создает в нем неоднородное распределение электронно-дырочных (э-д) пар, затухающее в глубину ФП. Иными словами, имеет место поток этих пар, направленный параллельно плоскости р-п перехода (рис. 1). В данной работе не учитывается эффект Дембера, т.е. считается, что поток э-д пар не переносит электрического заряда.

Электрическое поле р-п перехода, разделяя электроны и дырки, создает ток (плотность тока j_{\perp}) и напряжение U_0 , уменьшающее высоту барьера р-п перехода. Поэтому наряду с током разделения пар (фототок j_{Φ} в обратном направлении р-п перехода) появляется темновой ток j_T в прямом направлении, т.е. $j_{\perp} = j_{\Phi} - j_T$.

Благодаря малости сопротивления электродов по сравнению с сопротивлением полупроводника толщиной l , на электродах устанавливается постоянное по глубине ФП напряжение V (рис. 1). Для низкоомных полупроводников с удельным сопротивлением $\rho \leq 0,125$ Ом·см можно пренебречь падением напряжения на них по сравнению с U_0 , т.е. $j_{\perp} \rho l \ll U_0 \approx V$. Оценки показывают, что $\Delta V = \rho j_{\perp} l$ составляет менее одного процента от U_0 .

Таким образом, если не учитывать эффект Дембера, вследствие постоянства напряжений на барьере U_0 и вдоль электродов V , ток j_{\perp} , протекающий в полупроводнике, направлен по прямой линии, перпендикулярной плоскостям р-п перехода и электродов. Ток J_{\parallel} , направленный параллельно плоскостям р-п перехода, протекает только в электродах.



Р и с. 1. а) Устройство ФП: А – р-п переход, Э – электроды, h – глубина ФП, y_0 – глубина нулевой линии, l_M – длина электрода, Δl_M – его толщина, l – толщина р-области, d – толщина n-области ($d \ll l$), j_{\parallel} – токи в полупроводнике, j_{\perp} – токи в электродах, H – магнитное поле в центральной точке ФП. б) Распределение напряжения в ФП: 1 – область генерации $0 \leq y \leq y_0$; 2 – область шунтирующих токов $y_0 \leq y \leq h$.

Благодаря малости $\Delta V = \rho l j_{\perp}$, темновой ток j_{\perp} постоянен по глубине ФП, а фототок j_{Φ} затухает с увеличением глубины. Поэтому полный ток $j_{\perp} = j_{\Phi} - j_T$ при увеличении глубины ФП уменьшается и, переходя через нуль, изменяет свое направление. Токи j_{\perp} в полупроводнике замыкаются токами j_{\parallel} в электродах. Возникающий виток замкнутого тока представляет собой прямоугольник.

Скорость переноса заряда током j_{\perp} определяется скоростью протекания неосновных носителей к плоскостям р-п перехода. Она равна $\sqrt{D/\tau}$.

Ток j_{\perp} , протекающий в полупроводнике, не изменяет распределения э-д пар, создаваемого светом по глубине ФП. Предположим, что концентрация э-д пар, создаваемая потоком света I_0 , намного меньше концентрации основных носителей и толщина полупроводника (р-области) l много больше длины диффузии $\sqrt{D\tau}$. Тогда для определения концентрации э-д пар можно использовать уравнение диффузии [2]:

$$d^2 \xi / dy^2 - K^2 \xi = -G/D \quad (1)$$

с краевыми условиями $d\xi/dy = (s/D)\xi$ при $y = 0$ и $-d\xi/dy = (s/D)\xi$ при $y = h$. Здесь s — скорость поверхностной рекомбинации на торцевых гранях полупроводника, $K = 1/\sqrt{D\tau}$; $G = aI_0l^{-ay}$ — скорость объемной генерации э-д пар световым потоком I_0 ; a — коэффициент поглощения света; D — коэффициент биполярной диффузии; τ — время жизни неравновесных носителей.

Рассмотрим случай поверхностного возбуждения ($a \gg K$) и малой скорости поверхностной рекомбинации ($s \ll DK$). Тогда

$$j_\Phi = qI_0 \left[1 - \frac{s}{DK} + \left(\frac{s}{DK} \right)^2 \right] e^{-Ky} \approx qI_0 e^{-Ky} \quad (2)$$

и, согласно /4/,

$$j_T = j_s (e^{qV/kT} - 1),$$

где j_s — ток насыщения р-п перехода при напряжении, приложенном в обратном направлении.

Как было показано выше, j_Φ затухает с увеличением глубины, а $j_T = \text{const}$. Уравнение, определяющее положение нулевой линии (глубину y_0 , где $j_\Phi = j_T$), имеет вид:

$$qI_0 e^{-Ky_0} = j_s (e^{qV/kT} - 1). \quad (3)$$

Нулевая линия разделяет ФП на две области, где протекают токи: $J_\Gamma = I_M \int_0^{y_0} j_\perp dy$ — ток генерации и $J_{III} = I_M \int_{y_0}^h j_\perp dy$ — шунтирующий ток, где I_M — длина электрода. В режиме холостого хода

$$J_\Gamma = J_{III}. \quad (4)$$

Используя выражения (2) и (4), получим формулу для плотности тока в виде

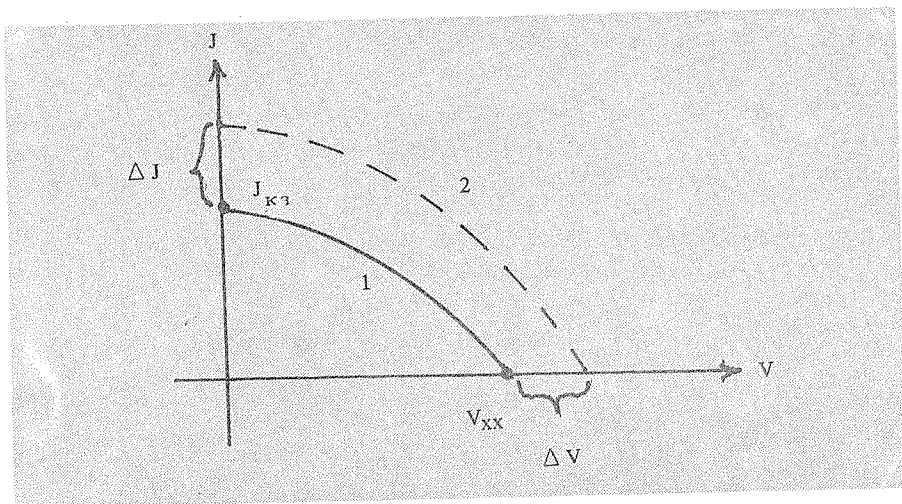
$$j_\perp = qI_0 (e^{-Ky} - e^{-Ky_0}), \quad (5)$$

тогда уравнение (3) принимает вид:

$$e^{Ky_0} = Kh / (1 - e^{-Kh}) \approx Kh. \quad (6)$$

Вольт-амперная характеристика определяется из нагрузочной кривой

$$V/R = (I_M/K) qI_0 (1 - e^{-Kh}) - I_M h j_s (e^{qV/kT} - 1).$$



Р и с. 2. Вольт-амперная характеристика при торцевом освещении (1) и при освещении через полупрозрачный электрод (2); $\Delta V = (kT/q) \ln Kh$, $\Delta J = qI_0 (h - 1/K)l_M$.

В режиме короткого замыкания ($R \ll R_{\Phi}$, $V = 0$, где R_{Φ} — внутреннее сопротивление ФП) для $R_{\Phi} = 0,09$ Ом, $h = 7,5 \cdot 10^{-2}$ см, $K = 4,8 \cdot 10^2$ см $^{-1}$, $l_M = = 3,5$ см имеем $J_{KЗ} \approx l_M qI_0 / K = 0,21$ А.

В режиме холостого хода ($R \rightarrow \infty$) ток во внешней цепи $J = 0$. Из формул (5) и (6) имеем:

$$U_0 = V_{XX} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{qI_0}{j_s} \frac{(1 - e^{-Kh})}{Kh} \right] \approx \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{qI_0}{j_s} \frac{1}{Kh} \right).$$

В отличие от случая освещения через электрод [4], когда $J_{KЗ} = qI_0 h / l_M$ и $V_{XX} = (kT/q) \ln (qI_0 / j_s)$, в условиях торцевого освещения величины тока $J_{KЗ}$ и напряжения V_{XX} будут соответственно меньше на $\Delta J = (h - 1/K)l_M qI_0$ и $\Delta V = (kT/q) \ln Kh$ (рис. 2).

При потоке фотонов $I_0 = 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, $l = 1,5 \cdot 10^{-2}$ см, $K = 4,8 \cdot 10^2$ см $^{-1}$ $y_0 = 7,4 \cdot 10^{-3}$ см, $h = 7,5 \cdot 10^{-2}$ см, $l_M = 3,5$ см получим магнитное поле Н отдельного элемента в центральной точке, равное $4 \text{ Э} / 3$ (рис. 1).

Автор благодарен Н.А. Пенину за обсуждение результатов и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландсман А.П., Стребков Д.С. ФТП, 4, 1922 (1970).
2. Гуро Г.М. УФН, 72, 711 (1962).
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
4. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М., Наука, 1965.

Поступила в редакцию 21 июня 1985 г.