

УДК 621.382

ПЕРЕМЕЩЕНИЕ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В p - n -ПЕРЕХОДЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 3 октября 1985 г.)

Исследуется перемещение неосновных носителей заряда, генерированных светом, в p - n -переходе под воздействием постоянного магнитного поля, вектор индукции которого параллелен плоскости p - n -перехода. Получены выражения для электронного и дырочного составляющих фототока короткого замыкания p - n -перехода с учетом влияния магнитного поля. Показано, что с увеличением индукции магнитного поля фототок уменьшается и что это явление имеет место и при изменении направления вектора индукции на противоположное (четный эффект).

В настоящее время в качестве преобразователей световой энергии широко применяются различные полупроводниковые p - n -структуры. С целью обеспечения максимальной fotocувствительности, а также создания методов определения параметров p - n -структур весьма важным является исследование влияния магнитного поля на перемещение неосновных носителей заряда, генерированных светом, в p - n -переходе.

Влияние магнитного поля на движение неосновных носителей заряда, которые генерируются в p - n -переходе путем освещения сильно поглощаемым светом со стороны боковой поверхности, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, рассматривалось в работах [1, 2]. При этом имел место четный фотомагнитный эффект, заключающийся в увеличении или уменьшении плотности потока неосновных носителей заряда через p - n -переход в зависимости от направления вектора индукции магнитного поля. Однако с учетом конструктивных особенностей полупроводниковых фотоприемников и возможностей планарной технологии несомненный интерес представляет вопрос влияния магнитного поля на перемещение неосновных носителей заряда при освещении p - n -перехода со стороны поверхности, параллельной плоскости p - n -перехода. Исследованию этого вопроса посвящена настоящая работа.

Рассмотрим p - n -переход, который освещается со стороны n -области монохроматическим светом (рис. 1). Будем считать, что в n -слое имеется встроенное электрическое поле, а в p -области поле отсутствует, как это обычно имеет место на практике. Генерированные неосновные носители заряда будут собираться p - n -переходом и создавать фототок. При воздействии магнитного поля (рассматриваются слабые поля $\mu B \ll 1$), вектор индукции которого направлен параллельно плоскости p - n -перехода, неосновные носители заряда будут перемещаться под углом Холла относительно первоначального направления перемещения, как показано на рис. 1.

Для определения фототока короткого замыкания через p - n -переход найдем электронную и дырочную составляющие тока. Примем, что электрическое поле в направлении y отсутствует, а неосновные носители, которые перемещаются в этом направлении, рекомбинируют в объеме полупроводника и не доходят до поверхности.

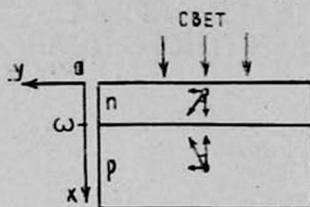


Рис. 1. Структура p - n -перехода.

Основные уравнения для электронов в p -области имеют вид

$$j_{ny} = qD_n \frac{d\Delta n}{dy} + \mu_n^* B j_{nx}, \quad (1)$$

$$j_{nx} = qD_n \frac{d\Delta n}{dx} + q\mu_n E_x \Delta n - \mu_n^* B j_{ny}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{q} \frac{dj_{nx}}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = -g(x), \quad (3)$$

где μ_n^* — холловская подвижность электронов, B — индукция магнитного поля. Остальные обозначения являются общепринятыми.

Из уравнений (1) и (2) с учетом того, что в области p $E = 0$ и $d\Delta n/dy = 0$, получаем

$$j_{nx} = \frac{1}{1 + (\mu_n^* B)^2} q D_n \frac{d\Delta n}{dx}. \quad (4)$$

Подставляя плотность тока j_{nx} в уравнение непрерывности (3), будем иметь

$$\frac{d^2\Delta n}{dx^2} - \frac{1 + (\mu_n^* B)^2}{D_n \tau_n} \Delta n = -\frac{1 + (\mu_n^* B)^2}{D_n} G K e^{-Kx}, \quad (5)$$

где G — интенсивность света, которая выражается в количестве квантов света, проникающих через единицу поверхности образца в единицу времени (квантовый выход принимается равным единице), K — коэффициент поглощения света.

Принимая, что область p является бесконечно широкой, граничные условия для уравнения (5) запишем в виде

$$\Delta n|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{d\Delta n}{dx} \right|_{x \rightarrow \infty} = 0.$$

Тогда, решая уравнение (5) и подставляя решение в выражение (4) при условии $x = 0$, для электронной составляющей фототока короткого замыкания получим

$$I_{nx} = AqG \frac{KL_n}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2} + KL_n} e^{-K\omega}, \quad (6)$$

где A — площадь освещаемой поверхности, L_n — диффузионная длина электронов.

Из выражения (6) следует, что с увеличением индукции магнитного поля электронная составляющая фототока через p - n -переход уменьшается. Относительное изменение электронной составляющей фототока $\Delta I_n = (I_{n,B=0} - I_{n,B \neq 0}) / I_{n,B=0}$ в зависимости от B в направлении x изображено на рис. 2. На рисунке видно, что с уменьшением коэффициента поглощения ΔI_n увеличивается. Это объясняется тем, что при меньших значениях K большее число электронов генерируется в p -области, что приводит к более сильному влиянию магнитного поля на электронную составляющую фототока.

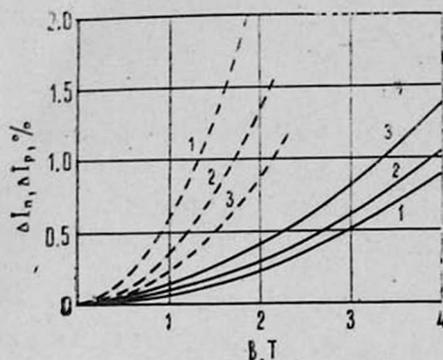


Рис. 2. Относительное изменение электронной (пунктирные линии) и дырочной (сплошные линии) составляющих фототока в зависимости от индукции магнитного поля при значениях параметров $L_n=5$ мкм, $\mu_n^*=1300$ см²/В·с, $\omega=5$ мкм, $L_p=2$ мкм, $\mu_p=400$ см²/В·с, $S/D_p=1$ мкм⁻¹, $\alpha=1$ мкм⁻¹: 1 — $K=0,1$ мкм⁻¹; 2 — $K=0,3$ мкм⁻¹; 3 — $K=0,5$ мкм⁻¹.

При условии $B=0$, как и следовало ожидать, уравнение (6) принимает вид

$$I_{nx} = AqG \frac{KL_n}{1 + KL_n} e^{-K\omega},$$

который совпадает с выражением для составляющей фототока из базовой области p - n -перехода с бесконечно широкой базой, приведенным в работе [3].

С учетом того, что $(\mu_n^* B)^2 \ll 1$, можем писать

$$\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2} \approx \sqrt{\frac{1}{1 - (\mu_n^* B)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{\cos^2(\mu_n^* B)}} = \frac{1}{\cos(\mu_n^* B)}.$$

Тогда выражение (6) примет вид

$$I_{nx} \approx AqG \frac{KL_n \cos(\mu_n^* B)}{1 + KL_n \cos(\mu_n^* B)} e^{-K\omega} = AqG \frac{KL_{nB}}{1 + KL_{nB}} e^{-K\omega}.$$

Величина $L_{nB} = L_n \cos(\mu_n^* B)$ представляет собой диффузионную длину неосновных носителей заряда в направлении x при воздействии магнитного поля. Таким образом, под воздействием магнитного поля в результате уменьшения диффузионной длины уменьшается составляющая фототока из базовой области p - n -перехода [4].

Для дырок в n -области основные уравнения имеют вид

$$j_{py} = -qD_p \frac{d\Delta p}{dp} + \mu_p^* B j_{px}, \quad (7)$$

$$j_{px} = -qD_p \frac{d\Delta p}{dx} + q\mu_p E_x \Delta p - \mu_p^* \delta j_{p\tau}, \quad (8)$$

$$-\frac{1}{q} \frac{dj_{px}}{dx} - \frac{\Delta p}{\tau_p} = -g(x), \quad (9)$$

где μ_p^* — холловская подвижность дырок.

Из уравнений (7) и (8) с учетом того, что $d\Delta p/dy = 0$, получаем

$$j_{px} = \frac{qD_p}{1 + (\mu_p^* B)^2} \left(a \Delta p - \frac{d\Delta p}{dx} \right), \quad (10)$$

где

$$a = \frac{\mu_p E_x}{D_p} = \frac{E_x}{\varphi_{\tau}}$$

Подставляя выражение плотности тока I_{px} в уравнение непрерывности (9), будем иметь

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - a \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{1 + (\mu_p^* B)^2}{D_p \tau_p} \Delta p = -\frac{GK[1 + (\mu_p^* B)^2]}{D_p} e^{-Kx}. \quad (11)$$

Граничные условия для решения уравнения (11) запишем в виде

$$\left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=0} = \Delta p \left[\frac{1 + (\mu_p^* B)^2}{D_p} s + a \right], \quad \Delta p|_{x=\omega} = 0.$$

Решая с учетом этих условий уравнение (11) и подставляя решение в (10) при $x = \omega$, для дырочной составляющей фототока короткого замыкания получим

$$I_{px} = \frac{AqGK}{K^2 + (r_1 + r_2)K - 1/L_{pB}^2} \left[\frac{M}{N} (r_1 - r_2) - (K + r_1) \exp(-K\omega) \right], \quad (12)$$

где

$$L_{pB} = L_p \sqrt{1 + (\mu_p^* B)^2},$$

$$M = r_1 + r_2 + K + s\tau_p/L_{pB}^2 - (r_2 + s\tau_p/L_{pB}^2) \exp[-\omega(K + r_1)],$$

$$N = (r_1 + s\tau_p/L_{pB}^2) \exp(-r_2\omega) - (r_2 + s\tau_p/L_{pB}^2) \exp(-r_1\omega),$$

$$r_{1,2} = \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} + \frac{1}{L_{pB}^2}}.$$

На рис. 2 представлена зависимость относительного изменения $\Delta I_p = (I_{p,B=0} - I_{p,B \neq 0})/I_{p,B=0}$ в направлении x от индукции магнитного поля. Как следует из рисунка, с увеличением B дырочная составляющая фототока уменьшается. Увеличение ΔI_p с ростом коэффициента поглощения объясняется тем, что при сильном поглощении дырки генерируются в приповерхностном слое n -области, в результате чего усиливается влияние магнитного поля на процесс собирания дырок p - n -переходом. Таким образом, магнитное поле влияет на величину диффузионной длины неосновных носителей заряда, в результате чего уменьшается дырочная составляющая фототока. Отметим, что, как и следовало ожидать, при условии $B = 0$ и

$E = 0$ выражение (12) совпадает с выражением для дырочной составляющей фототока, представленным в работе [3].

Полный ток через p - n -переход будет определяться суммой электронной и дырочной составляющих: $I_{\phi} = I_{nx} + I_{px}$, где I_{nx} и I_{px} задаются выражениями (6) и (12).

Спектральная зависимость относительного изменения фототока $\Delta I_{\phi} = (I_{\phi, B=0} - I_{\phi, B \neq 0}) / I_{\phi, B=0}$ представлена на рис. 3. Из рисунка следует, что с увеличением индукции магнитного поля ΔI_{ϕ} растет, т. е.

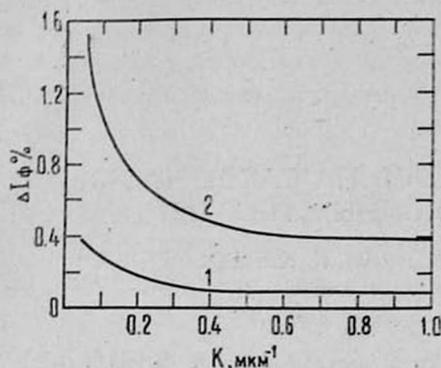


Рис. 3. Спектральная зависимость относительного изменения фототока (значения параметров приведены в подписи к рис. 2): 1 — $B = 1T$; 2 — $B = 2T$.

уменьшается фототок через p - n -переход. Малым значениям коэффициента поглощения соответствуют большие значения ΔI_{ϕ} , что объясняется преобладающей ролью процесса уменьшения I_{nx} из базы по сравнению с уменьшением I_{px} для данной структуры.

Рассмотренное выше явление уменьшения фототока p - n -перехода под воздействием магнитного поля является четным эффектом, так как изменение направления вектора индукции магнитного поля на противоположное не влияет на величины составляющих фототока в направлении, перпендикулярном плоскости p - n -перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кикоин И. К., Николаев И. Н. ЖЭТФ, 41, 1692 (1961).
2. Равич Ю. И. ФТТ, 4, 2411 (1962).
3. Мосс Т. и др. Полупроводниковая оптоэлектроника. Изд. Мир, М., 1976.
4. Варданян Р. Р. Вопросы радиоэлектроники, сер. ТПО, вып. 2, 14, 1985.

ՈՉ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԼԻՑԻԱԿԻՐՆԵՐԻ ՏԵՂԱՇԱՐԺԸ p - n -ԱՆՑՄԱՆ ՄԵՋ ՄԱԿՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է p - n -անցման մեջ լույսի ազդեցությամբ գեներացված ոչ հիմնական լիցքակիրների տեղաշարժը հաստատուն մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ, որի ինդուկցիայի վեկտորը զուգահեռ է p - n -անցման հարթությանը: Ստացված են արտահայտություններ p - n -անցման կարճ միացման ֆոտոհոսանքի էլեկտրոնային և խոռոչային բաղադրիչների համար: Ցույց է տրված, որ մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծացման դեպքում ֆոտոհոսանքը փոքրանում է և որ այդ երևույթը պահպանվում է ինդուկցիայի վեկտորի հակառակ ուղղության դեպքում (զույգ էֆեկտ):

R. R. VARDANYAN

The transfer of light generated minority carriers in the p-n junction under the action of magnetic field was investigated. Expressions for the electron and hole components of photocurrent were obtained taking into account the magnetic field influence. It is shown that the photocurrent decreases with the increase in magnetic field induction, and that this effect takes place when the direction of magnetic field is reversed (the parity effect).

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 154—160 (1987).

УДК 539.1.08

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КЛАСТЕРОВ НА СЛЕДЕ ЧАСТИЦ,
СОПРОВОЖДАЕМЫХ ПЕРЕХОДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ.

М. С. КОРДОНСКИЙ, Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.)

Показано, что распределения δ - и фотокластеров на следе частиц, сопровождаемых переходным излучением, в отдельности подчиняются распределению Пуассона при учете всех возможных комбинаций кластеров и при условии, что суммарное их распределение также является пуассоновским. Получены распределения δ - и фотокластеров в случае, когда вводится экспериментальный порог регистрации кластеров по их числу, и показано, что эти распределения существенно отличаются от пуассоновских. Получены формулы для определения среднего числа δ - и фотокластеров в общем случае, а также произведено разложение полной эффективности регистрации частицы на составляющие, позволяющие оценить вклад в нее различных комбинаций кластеров.

1. Введение

В экспериментах с использованием рентгеновского переходного излучения (РПИ) часто применяется так называемый метод кластеров [1—4], впервые развитый в работах со стримерной камерой [5, 6]. Метод основан на том, что частицы 1 и 2, подлежащие сепарации, создают в детекторе разное число кластеров, что позволяет регистрировать их с разной эффективностью.

Будем считать, что частицы 1 и 2 создают в детекторе в среднем одинаковое число δ -кластеров: $n_{\delta 1} = n_{\delta 2} = n_{\delta}$. Кроме того, частица 2 генерирует РПИ, которое, поглощаясь в детекторе, создает в среднем n_{γ} фотокластеров, вследствие чего на следе частицы 2 можно обнаружить любую комбинацию из δ - и фотокластеров. В качестве исходной посылки будем также считать, что суммарное распределение кластеров на следе частицы 2 является пуассоновским

$$P_i(n_{\delta\gamma}) = \frac{n_{\delta\gamma}^i e^{-n_{\delta\gamma}}}{i!} \quad (1)$$

со средним значением $n_{\delta\gamma}$.