

ЧЕТНЫЙ МАГНИТНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ С $p-n$ -ПЕРЕХОДОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Вардамян Р. Р., Клячкин Л. Е., Суханов В. Л.

Исследовано воздействие магнитного поля на фототок $p-n$ -перехода цилиндрической формы. Показано, что фототок уменьшается с увеличением индукции магнитного поля и что этот эффект сохраняется при изменении направления вектора индукции на противоположное четный эффект). Установлено, что с уменьшением радиуса окружности $p-n$ -перехода увеличивается воздействие магнитного поля на фототок.

При освещении $p-n$ -перехода сильно поглощаемым светом со стороны поверхности, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода, под воздействием магнитного поля, вектор индукции которого направлен вдоль линии пересечения $p-n$ -перехода с освещаемой поверхностью, имеет место фотоэлектромагнитный эффект в $p-n$ -переходе [1, 2]. При этом генерированные на поверхности неосновные носители заряда диффундируют в глубь образца и к $p-n$ -переходу.

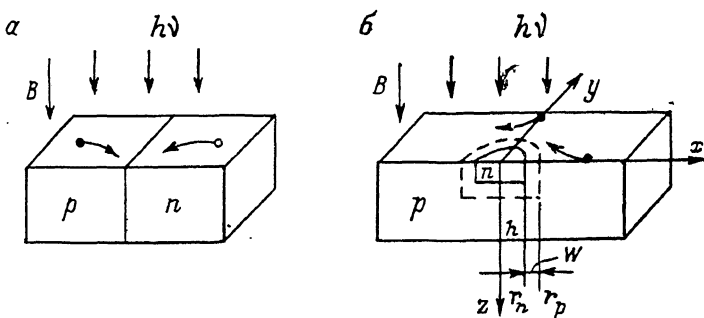


Рис. 1. Плоский $p-n$ -переход (а) и переход цилиндрической формы (б) в магнитном поле.

В зависимости от направления вектора индукции магнитного поля B поток неосновных носителей заряда отклоняется или к $p-n$ -переходу, или в противоположную сторону, тем самым увеличивая или уменьшая фототок (нечетный эффект). В работе [3] показано, что фотоэлектромагнитный эффект в $p-n$ -переходе с плоской границей раздела между p - и n -областями всегда сопровождается четным магнитным фотоэффектом, который заключается в уменьшении фототока в магнитном поле за счет существования перпендикулярной к плоскости перехода компоненты потока неосновных носителей заряда (рис. 1, а). Под воздействием магнитного поля носители заряда отклоняются относительно нормали к поверхности $p-n$ -перехода. При этом увеличивается их путь до момента разделения на $p-n$ -переходе и, следовательно, уменьшается фототок вследствие ограниченности диффузионной длины.

Определенный научно-практический интерес представляет воздействие магнитного поля на $p-n$ -переход с цилиндрической границей раздела между p - и n -областями (рис. 1, б). Исследованию этого вопроса посвящена данная работа.

Примем, что p -область не ограничена в направлениях x и y и что свет полностью поглощается на глубине h . Генерированные светом неосновные носители заряда будут диффундировать к границе раздела p - и n -областей перпендикулярно цилиндрической поверхности (диффузия в направлении z не рассматривается) и под воздействием магнитного поля будут отклоняться на угол Холла носительно нормали к поверхности p - n -перехода. Определим величину фототока короткого замыкания p - n -перехода. Для фотодиодов с высокоомной базой фототок состоит из трех слагаемых: первое определяется генерацией носителей заряда в p -области (I_{nB}), второе — генерацией в обедненной области шириной W (I_w), а третье — генерацией в n -области (I_{pB}).

Решая уравнения непрерывности для электронов в p -области и дырков в n -области в цилиндрической координатной системе с учетом влияния магнитного

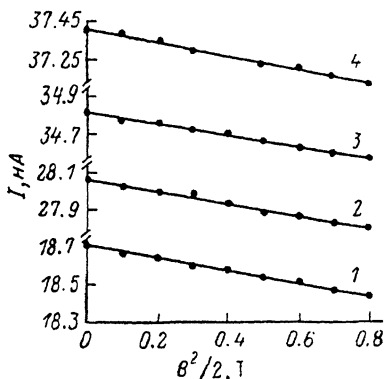


Рис. 2. Зависимость $I = f(B^2/2)$ при $\lambda = 0.6$ мкм.

$U_{обр}$, В: 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1.0, 4 — 1.5.

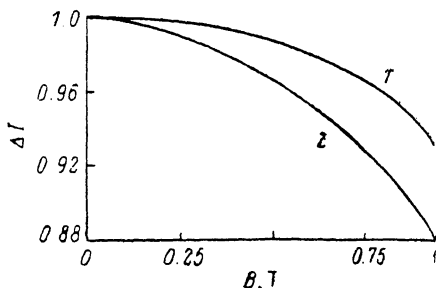


Рис. 3. Зависимость ΔI от индукции магнитного поля.

r_p/L_n : 1 — 1, 2 — 10^{-2} .

поля, а также учитывая фототок, обусловленный генерацией в обедненной области, легко получить выражение для суммарного фототока через p - n -переход (I)

$$I = I_{nB} + I_w + I_{pB} = A \left[r_p L_{nB} \frac{K_1(r_p/L_{nB})}{K_0(r_p/L_{nB})} + W \frac{r_p + r_n}{2} + r_n L_{pB} \frac{I_1(r_n/L_{pB})}{I_0(r_n/L_{pB})} \right], \quad (1)$$

где $A = -2\pi q \delta G (1-R) (1 - e^{-kh})$, q — заряд электрона, δ — квантовый выход, G — интенсивность света, падающего на единицу поверхности образца, R — коэффициент отражения света от поверхности, k — коэффициент поглощения света, $L_{nB} = L_n / \sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}$, L_n , L_{pB} , L_p — диффузионные длины электронов и дырков, μ_n^* , μ_p^* — холловские подвижности электронов и дырков соответственно, K_0 , K_1 , I_0 , I_1 — модифицированные функции Бесселя.

В случае, когда радиус p - n -перехода принимает сравнительно большие значения ($r_p \gg L_{nB}$ и $r_n \gg L_{pB}$), отношения K_1/K_0 и I_1/I_0 приравняются к 1. Тогда выражение (1) записывается в виде

$$I = A \left[\frac{r_p L_n}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}} + W \frac{r_p + r_n}{2} + \frac{r_n L_p}{\sqrt{1 + (\mu_p^* B)^2}} \right]. \quad (2)$$

Отсюда следует, что с увеличением индукции магнитного поля фототок уменьшается и это явление не меняется при изменении направления вектора индукции на противоположное (четный магнитный фотоэффект). Отметим, что выражение (2) совпадает с выражением для фототока, полученного при рассмотрении четного магнитного фотоэффекта в p - n -переходе с плоской поверхностью раздела между областями [3], с той лишь разницей, что в [3] не учитывается составляющая фототока из обедненной области, т. е. при сравнительно больших значениях радиуса в фотодиоде с круглым p - n -переходом фототок уменьшается с увеличением индукции магнитного поля таким же образом, как и в плоском p - n -переходе, что и следовало ожидать.

С учетом того, что $\mu_n^* B < 1$, выражение (2) запишем в виде

$$I \approx A r_p L_n \left[1 - \frac{(\mu_n^* B)^2}{2} \right] + A W \frac{r_p + r_n}{2} + A r_n \frac{L_p}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}}. \quad (3)$$

Обычно в фотодиодах диффузионная область (в данном случае n -слой) делается высоколегированной, т. е. неосновные носители заряда имеют малую диффузионную длину. Тогда третьим слагаемым в (3) можем пренебречь. Это означает, что фототок будет уменьшаться по линейному закону с увеличением $B^2/2$.

Экспериментальные исследования зависимости $I = f(B^2/2)$, проведенные на фотодиодах с цилиндрическим p - n -переходом (рис. 1, б), со значением $r_n = 250$ мкм представлены на рис. 2. Для полного исключения влияния третьего слагаемого в (3) центральная круглая область фотодиодов была покрыта непрозрачной краской. Как следует из рис. 2, действительно фототок уменьшается линейно с увеличением $B^2/2$. С ростом ширины обедненной области W при увеличении напряжения обратного смещения $U_{об}$ фототок возрастает. При этом угол наклона прямой почти не меняется, что свидетельствует о справедливости выражения (3).

При сравнительно малых значениях радиуса ($r_p \ll L_{nB}$ и $r_n \ll L_{pB}$) второе и третье слагаемые в (1) становятся намного меньше по сравнению с первым слагаемым, т. е. имеем

$$I = I_{nB} = -2\pi q G \delta (1 - R) (1 - e^{-\lambda h}) r_p L_{nB} \frac{K_1(r_p/L_{nB})}{K_0(r_p/L_{nB})}.$$

Для относительного изменения фототока получим

$$\Delta I = \frac{I|_{B \neq 0}}{I|_{B=0}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}} \frac{K_1(r_p/L_{nB}) K_0(r_p/L_n)}{K_0(r_p/L_{nB}) K_1(r_p/L_n)}. \quad (4)$$

Зависимость относительного изменения фототока от индукции магнитного поля, построенного по формуле (4) при значении $\mu_n^* = 0.38$ м²/В·с, представлена на рис. 3, из которого видно, что фототок уменьшается с увеличением индукции магнитного поля (имеет место четный магнитный фотоэффект). При этом чем меньше значение радиуса p - n -перехода, тем сильнее уменьшается фототок. Таким образом, в фотодиоде с круглым p - n -переходом четный магнитный фотоэффект проявляется сильнее, чем в p - n -переходе с плоской поверхностью раздела между областями. Это говорит о том, что барьерные структуры с малым значением радиуса обладают большой магниточувствительностью.

Список литературы

- [1] Кикоин И. И., Николаев И. Н. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. В. 5. С. 1692—1694.
- [2] Равич Ю. И. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 8. С. 2411—2415.
- [3] Варданян Р. Р. // Изв. АН АрмССР. Физика. 1987. Т. 22. В. 1. С. 221—224.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 27.06.1989
Принята к печати 4.11.1989