

УДК 621.382

ЧЕТНЫЙ МАГНИТНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В p - n -ПЕРЕХОДЕ

Р. Р. ВАРДАНЯН

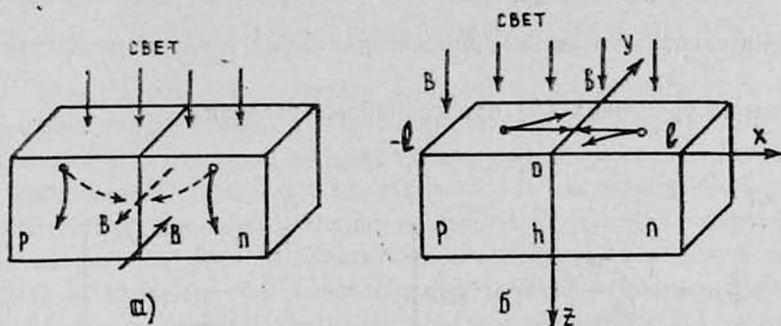
Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 10 июля 1986 г.)

Исследуется влияние магнитного поля на фототок короткого замыкания p - n -перехода при освещении со стороны поверхности, перпендикулярной плоскости p - n -перехода. Показано, что фототок уменьшается с увеличением индукции магнитного поля и что этот процесс не меняется при изменении направления вектора индукции магнитного поля на противоположное (четный эффект).

Как известно, в качестве фотоэлектрических преобразователей широко применяются различные полупроводниковые структуры на основе p - n -переходов. Поэтому большой научный и практический интерес представляет исследование влияния магнитного поля на фототок p - n -перехода.

При освещении p - n -перехода сильно поглощаемым светом со стороны поверхности, перпендикулярной плоскости p - n -перехода (торцевая структура), 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], который заключается в следующем. Генерированные на поверхности неосновные носители заряда диффундируют в глубь образца и к p - n -переходу (см. рисунок, а). В зависимости от направления вектора индукции



Условия наблюдения фотоэлектромагнитного (а) и четного магнитного фототок (б) в p - n -переходе.

магнитного поля поток неосновных носителей заряда отклоняется либо к p - n -переходу, либо в противоположную сторону, тем самым увеличивая или уменьшая фототок (нечетный эффект). В работе [1] было указано на существование наряду с нечетным эффектом также четного эффекта, приводящего к уменьшению фототока.

В настоящей работе рассматриваются условия, приводящие к возникновению четного магнитного фотоэффекта в p - n -переходе при освещении со стороны поверхности, перпендикулярной плоскости p - n -перехода.

Предположим, что направление вектора индукции магнитного поля совпадает с направлением освещения (см. рисунок, б). При этом генерированные светом неосновные носители заряда в p - и n -областях будут перемещаться к p - n -переходу под углом Холла относительно нормали к плоскости p - n -перехода (рассматриваются слабые поля). Определим величину фототока короткого замыкания p - n -перехода, принимая, что размеры освещаемой области намного меньше размеров образца. Предполагая, что встроенное электрическое поле отсутствует, систему уравнений для дырок в n -области запишем в виде

$$j_{px} = -qD_p \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \Theta_p j_{py}, \quad (1)$$

$$j_{py} = -qD_p \frac{\partial \Delta p}{\partial y} + \Theta_p j_{px}, \quad (2)$$

$$-\frac{1}{q} \frac{\partial j_{px}}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau_p} = -g(z), \quad (3)$$

где $\Theta_p = \mu_p^* B$ — угол Холла, μ_p^* — холловская подвижность дырок, B — индукция магнитного поля. Остальные обозначения являются общепринятыми.

Из уравнений (1) и (2) с учетом того, что $\partial \Delta p / \partial y = 0$, получаем

$$j_{px} = -\frac{qD_p}{1 + \Theta_p^2} \frac{\partial \Delta p}{\partial x}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в уравнение непрерывности (3), будем иметь

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \frac{1 + \Theta_p^2}{D_p \tau_p} \Delta p = -\frac{1 + \Theta_p^2}{D_p} G e^{-kz}, \quad (5)$$

где G — интенсивность света, проникающая через единицу поверхности образца.

Решение уравнения (5) при граничных условиях

$$\Delta p|_{x=0} = 0, \quad \Delta p|_{x=l} = 0$$

имеет вид

$$\Delta p = \frac{1 + \Theta_p^2}{D_p} G k e^{-kz} L_{pB}^2 \left[1 - \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{L_{pB}} + \operatorname{sh} \frac{l-x}{L_{pB}}}{\operatorname{sh} \frac{l}{L_{pB}}} \right], \quad (6)$$

где $L_{pB} = [D_p \tau_p (1 + \Theta_p^2)]^{1/2}$ — диффузионная длина дырок в направлении x под воздействием магнитного поля.

Подставляя (6) в (4), при $x = 0$ получим плотность дырочной составляющей фототока в виде

$$j_{px} = -q G k e^{-kz} L_{pB} \left(\operatorname{cth} \frac{l}{L_{pB}} - \frac{1}{\operatorname{sh} l/L_{pB}} \right).$$

Для дырочного тока из p -области будем иметь

$$I_p = b \int_0^h j_{px} dz = -qGbL_{pB}(1 - e^{-kh}) \left(\operatorname{cth} \frac{l}{L_{pB}} - \frac{1}{\operatorname{sh} l/L_{pB}} \right).$$

Систему уравнений для электронов в области p запишем в виде

$$j_{ny} = qD_n \frac{\partial \Delta n}{\partial y} + \Theta_n j_{nx},$$

$$j_{nx} = qD_n \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \Theta_n j_{ny},$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial j_{nx}}{\partial x} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = -g(x),$$

где $\Theta_n = \mu_n^* B$ — угол Холла, μ_n^* — холловская подвижность электронов

Поступая аналогичным образом, с учетом граничных условий

$$\Delta n|_{x=0} = 0, \quad \Delta n|_{x=l} = 0$$

для электронной составляющей фототока короткого замыкания получим

$$I_n = -qGbL_{nB}(1 - e^{-kh}) \left(\operatorname{cth} \frac{l}{L_{nB}} - \frac{1}{\operatorname{sh} l/L_{nB}} \right),$$

где $L_{nB} = [D_n \tau_n / (1 + \Theta_n^2)]^{1/2}$ — диффузионная длина электронов в направлении x под воздействием магнитного поля.

Суммарный ток через p - n -переход есть

$$I = I_p + I_n = -qGb(1 - e^{-kh}) \left[L_{pB} \operatorname{cth} \frac{l}{L_{pB}} - \frac{L_{pB}}{\operatorname{sh} l/L_{pB}} + \right. \\ \left. + L_{nB} \operatorname{cth} \frac{l}{L_{nB}} - \frac{L_{nB}}{\operatorname{sh} l/L_{nB}} \right].$$

При условии $l/L_{pB} \gg 1$ и $l/L_{nB} \gg 1$ последнее выражение принимает вид

$$I = -qGb(1 - e^{-kh}) [L_p(1 + \Theta_p^2)^{-1/2} + L_n(1 + \Theta_n^2)^{-1/2}], \quad (7)$$

откуда следует, что с увеличением индукции магнитного поля фототок p - n -перехода уменьшается. При этом при изменении направления вектора индукции магнитного поля на противоположное процесс не меняется, т. е. имеет место четный магнитный фотоэффект в p - n -переходе. Из выражения (7) видно также, что относительное изменение фототока с изменением индукции магнитного поля не зависит от величины коэффициента поглощения света k . Отметим, что фотоэлектромагнитный эффект в p - n -переходе (нечетный эффект) наблюдается при больших значениях k .

Из проведенного анализа следует, что нечетный фотоэлектромагнитный эффект в p - n -переходе всегда будет сопровождаться четным магнитным фотоэффектом за счет существования перпендикулярной к плоскости p - n -перехода компоненты фототока. Чем больше будет значение этой компоненты, тем сильнее будет проявляться рассмотренный четный магнитный фотоэффект.

1. Кикоин И. К., Николаев И. Н. ЖЭТФ, 41, 1692 (1961).
2. Равич Ю. И. ФТТ, 4, 2411 (1962).

ՉՈՒՅԳ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ՖՈՏՈՒՅԵԿԱՏ p - n -ԱՆՑՄԱՆ ՄԵՋ

Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հետազոտվում է մագնիսական դաշտի ազդեցությունը p - n -անցման կարճ միացման ֆոտոսահմանի վրա, երբ լուսավորվում է p - n -անցման հարթության ուղղահայաց մակերեսը և մագնիսական դաշտի ուղղությունը համընկնում է լույսի հետ: Ցույց է տրված, որ ֆոտոհոսանքը փոքրանում է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծացման դեպքում և որ այդ պրոցեսը չի փոխվում ինդուկցիայի վեկտորը հակառակ ուղղելու դեպքում (զույգ էֆեկտ):

THE EVEN MAGNETIC PHOTOEFFECT IN p - n JUNCTION

R. R. VARDANYAN

The influence of magnetic field on short-circuit photocurrent of the p - n junction at its illumination from the surface perpendicular to the junction is investigated when the direction of the magnetic field coincides with that of the light. It is shown that the photocurrent decreases with the increase in magnetic field induction, and that this effect does not change when the magnetic field direction is reversed (the even effect).

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 224—228 (1987)

УДК 681.7.068

ВЛИЯНИЕ МОЩНОСТИ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

В. С. БАБАЯН, Т. В. БАБКИНА, В. С. БУТЫЛКИН,
В. В. ГРИГОРЬЯНЦ, П. С. ФИШЕР

Институт радиотехники и электроники АН СССР

(Поступила в редакцию 2 марта 1986 г.)

Рассмотрено прохождение мощных световых импульсов пикосекундной длительности через многомодовые световоды. Показано влияние мощности импульсов на межмодовую дисперсию вследствие развития эффектов параметрического преобразования излучения и самофокусировки.

Важной характеристикой многомодовых световодов с точки зрения использования их в оптических линиях связи является погонное на единицу длины уширение импульса при его распространении по волоконному световоду (ВС). Информационная способность световодных линий непосред-