

4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. Изд. Наука, М., 1972.
5. Морф В. Принципы работы нонселективных электродов и мембранный транспорт. Изд. Мир, М., 1985.
6. Кристаллик Л. И. Биофизика, 30, 768 (1985).

ՌԵԱԿՏԻՎ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՀԱՇՎԱՐԿՈՒՄԸ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆՆԵԼՈՎ ԴԻՊՈԼԻ ՈՉ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Վ. Բ. ԱՌԱԶԵԼՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվարկված է սֆերիկ շերտով շրջապատված ոչ-իդեալական դիպոլի ռեակտիվ փոխազդեցության էներգիան: Բերվում է իդեալական դիպոլի մոտայնության ճշգրտության գնահատականը՝ համեմատած ոչ իդեալական դիպոլի ավելի ընդհանուր դեպքի հետ:

CALCULATION OF THE ENERGY OF REACTIVE INTERACTION OF DIPOLE WITH DUE REGARD FOR ITS NON-IDEALITY

V. B. ARAKELYAN

The energy of reactive interaction of a non-ideal dipole surrounded by a spherical layer is calculated. An estimate of the accuracy of ideal dipole approximation in comparison with the more general case of a non-ideal dipole is given.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 3, с. 115—120 (1991)

УДК 621.382

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОБРАТНЫЙ ТОК p - n -ПЕРЕХОДА

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 10 сентября 1990 г.)

Исследуется влияние магнитного поля на обратный ток p - n -переходов в допробойном состоянии. Получено выражение для обратного тока p - n -перехода при воздействии магнитного поля. Показано, что под воздействием магнитного поля уменьшается диффузионная составляющая обратного тока, а генерационный ток и ток утечки p - n -перехода не меняются (рассматриваются слабые поля). Дается способ определения указанных составляющих обратного тока p - n -перехода.

До сих пор, при изучении поведения полупроводниковых приборов в магнитном поле, основное внимание уделялось влиянию магнитного поля на прямую ветвь вольтамперной характеристики p - n -переходов [1—3]. Определенный научный и практический интерес представляет также вопрос влияния магнитного поля на обратную ветвь вольтамперной ха-

рактические. Исследованию этого вопроса посвящены работы [1, 4], в которых дается качественный анализ уменьшения обратного тока $p-n$ -перехода в поперечном магнитном поле, и не выявляются механизм и степень воздействия магнитного поля на отдельные составляющие обратного тока $p-n$ -перехода. Настоящая работа посвящена исследованию влияния магнитного поля на обратную ветвь вольтамперной характеристики $p-n$ -перехода в допобойном состоянии.

Обратный ток несимметричного $p-n^+$ -перехода ($n_{p0} \gg p_{n0}$), когда напряжение обратного смещения V больше $3kT/q$ и меньше напряжения пробоя $V_{пр}$, можно представить в виде суммы диффузионного тока в нейтральной области базы I_d , генерационного тока в обедненной области I_g и тока утечки I_y

$$I = I_d + I_g + I_y.$$

Диффузионная составляющая обратного тока диода с широкой базой определяется выражением [5]

$$I_d = Aq \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_a},$$

где A —величина поверхности $p-n$ -перехода, q —заряд электрона, D_n , τ_n —коэффициент диффузии и время жизни электронов, n_i —концентрация электронов в собственном полупроводнике, N_a —концентрация акцепторных примесей.

Рассмотрим влияние магнитного поля, направленного параллельно поверхности $p-n^+$ -перехода, на диффузионную составляющую обратного тока (рис. 1). Под воздействием магнитного поля неосновные носители заряда, генерированные в нейтральной области базы, где отсутствует электрическое поле, диффундируют к $p-n^+$ -переходу под углом Холла θ . Примем, что размеры n^+ -слоя намного превышают диффузионную длину неосновных носителей заряда, и что явления на краях перехода не играют существенной роли. При этом составляющие диффузионного тока в направлениях X и Y будут

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

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

где $\mu_n^* = \mu_n / r$ —холловская подвижность электронов, μ_n —дрейфовая подвижность, r —холл-фактор, B —индукция магнитного поля. Подставляя (2) в (1), с учетом того, что в направлении Y $\frac{d\Delta n}{dy} = 0$ получим

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

Тогда, выражение для диффузионного тока получим в виде

$$I_D^B = Aq \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \cdot \frac{n_i^2}{N_a} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}}.$$

То есть диффузионная составляющая обратного тока уменьшается с увеличением индукции магнитного поля.

Генерационный ток в обедненной области определяется с помощью выражения [6]

$$I_\Gamma = Aq \frac{n_i W}{\tau}, \quad (3)$$

где W — ширина обедненной области, τ — эффективное время жизни носителей заряда в обедненной области. Входящие в (3) величины n_i , W и τ могут меняться в магнитном поле в результате изменения ширины запрещенной зоны. Однако, как показывают оценки, для слабых магнитных полей изменением ширины запрещенной зоны можно пренебречь. Отсюда следует, что магнитное поле не влияет на генерационный ток в обедненной области p — n -перехода.

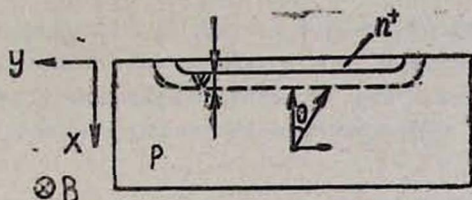


Рис. 1. Структура p — n -перехода.

Ток утечки, обусловленный поверхностными энергетическими уровнями, не зависит от магнитного поля, так как слабые поля не меняют зонную структуру полупроводника, как было отмечено выше. Принимая, что I_Γ протекает через эквивалентное поверхностное сопротивление, можно предположить, что значение этого сопротивления должно меняться под влиянием магнитного поля в силу действия эффекта магнитосопротивления. Однако этого тоже не происходит, так как геометрические размеры указанного сопротивления незначительны, в результате чего незначительна и его магниточувствительность.

Таким образом, обратный ток p — n -перехода с учетом воздействия магнитного поля можно записать в виде

$$I^B = \frac{I_D}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}} + I_\Gamma + I_g. \quad (4)$$

Измерив I^B при различных значениях индукции B , и построив зависимость

$$I^B = f[1 + (\mu_n^* B)^2]^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

при известном μ_n^* получим прямую, тангенс угла наклона которой покажет величину I_D , а отрезок, отсекаемый на положительной полуоси I^B — сумму $(I_G + I_U)$.

Экспериментально полученные зависимости (5) при комнатной температуре, для германиевых p — n -переходов с p -базой, при различных значениях напряжения обратного смещения, показали, что действительно, I^B меняется линейно в зависимости от $[1 + (\mu_n^* B)^2]^{-\frac{1}{2}}$. Например, для значений $V = 0,57$ В и $V = 10$ В эти функции показаны на рис. 2. При расчетах принималось $\mu_n = 0,35$ м²/В·с и $r = 1,178$, то есть $\mu_n^* = 0,412$ м²/В·с.

Как известно, при $EKT/q < V < 1$ В величина тока утечки незначительна по сравнению с суммой $(I_D + I_G)$ [6]. Тогда, выражение (4) записывается в виде

$$I^B \approx \frac{I_D}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}} + I_G,$$

которому соответствует прямая 1 на рис. 2. Это говорит о том, что действительно, генерационный ток в обедненной области не меняется от магнитного поля. Отметим, что последнее выражение позволяет определить и диффузионную и генерационную составляющие обратного тока p — n -перехода.

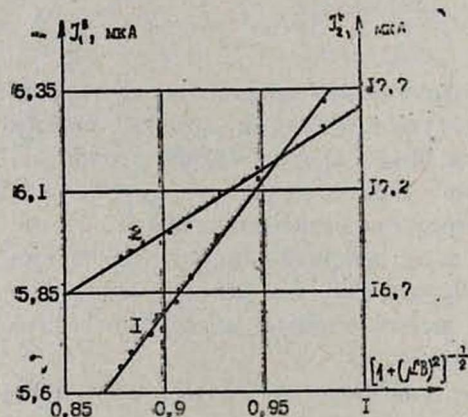


Рис. 2.

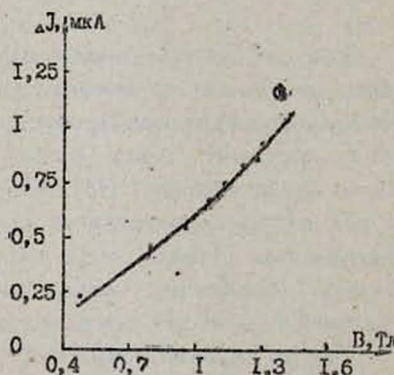


Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость $I^B = f[1 + (\mu_n^* B)^2]^{-\frac{1}{2}}$ для германиевого p — n -перехода: 1— I^B при $V = 0,57$ В; 2— I^B при $V = 10$ В.

Рис. 3. Зависимость ΔI от индукции магнитного поля. Сплошной линией показана теоретическая кривая, построенная при $I_D = 8$ мкА и $\mu_n^* = 0,412$ м²/В·с. Точками показаны экспериментальные значения.

При значениях напряжения $1B < V < V_{пр}$ справедливо выражение (4), которому соответствует прямая 2 на рис. 2. Отсюда следует, что сумма $(I_{\Gamma} + I_{\Upsilon})$, а следовательно и ток утечки не меняются в зависимости от магнитного поля.

По экспериментально полученным зависимостям (5) при различных V были определены составляющие обратного тока I_{Δ} и $(I_{\Gamma} + I_{\Upsilon})$. Полученные значения представлены в таблице.

Из таблицы следует, что с увеличением напряжения обратного смещения диффузионная составляющая обратного тока, то есть тангенс угла наклона прямой, остается постоянной (в пределах ошибки эксперимента), а сумма $(I_{\Gamma} + I_{\Upsilon})$ увеличивается, что доказывает справедливость выражения (4).

$V, В$	$I_{\Delta}, мкА$	$(I_{\Gamma} + I_{\Upsilon}), мкА$
0,57	6,3	0,14
1	6,5	0,5
10	6,2	11,4
20	6,6	21,85
30	6,74	32,11
50	6,95	54,8

Рассмотрим изменение обратного тока под воздействием магнитного поля

$$\Delta I = I - I^B = I_{\Delta} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}} \right]. \quad (6)$$

Экспериментальные значения ΔI для германиевых $p-n$ -переходов в зависимости от B представлены на рис. 3 в виде точек. Сплошной линией показана теоретическая зависимость, построенная по формуле (6). Из рисунка следует, что экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном согласии с теоретической кривой. Это в свою очередь доказывает, что слагаемые I_{Γ} и I_{Υ} не зависят от магнитного поля. Отметим, что экспериментальные значения ΔI не изменялись при изменении напряжения обратного смещения в диапазоне от 0,5 до 50 В (напряжение пробоя составляло величину 73 В). Значения ΔI не менялись также при изменении направления магнитного поля на противоположное, как это следует из выражения (6).

Экспериментальные исследования различных кремниевых $p-n$ -переходов при комнатной температуре показали, что магнитное поле с индукцией до 1,7 Тл не влияет на обратный ток. Это говорит о том, что магнитное поле не влияет на генерационный ток и ток утечки $p-n$ -перехода, так как при комнатной температуре обратный ток кремниевого $p-n$ -перехода состоит в основном из слагаемых I_T и I_y .

ЛИТЕРАТУРА

1. Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И. Гальваномагнитные приборы. Изд. Радио и связь, М., 1983.
2. Елизарян Г. А., Стафеев В. И. Магнитодиоды, магнитотранзисторы и их применение. Изд. Радио и связь, М., 1987.
3. Арутюнян В. М., Нанушян Г. В. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 18, 228 (1983).
4. Гаман В. И., Калыгина В. М., Хлестунов А. П. ФТП, 3, 188 (1969).
5. Эи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Изд. Мир, М., 1984.
6. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. Изд. Энергия, М., 1973.

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՋԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ $p-n$ -ԱՆՑՄԱՆ ՀԱԿԱՌԱԿ ՀՈՍԱՆՔԻ ՎՐԱ

Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է մագնիսական դաշտի ազդեցությունը $p-n$ -անցման հակառակ հոսանքի վրա մինչև ծակումը: Ստացված է մագնիսական դաշտի ազդեցության դեպքում $p-n$ -անցման հոսանքի արտահայտությունը, ծույց է տրված, որ մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ փոքրանում է $p-n$ -անցման հակառակ հոսանքի դիֆուզիոն բաղադրիչը, իսկ գեներացիոն և արտահոսքային բաղադրիչները չեն փոխվում (դիտարկվում են թույլ դաշտեր): Տրված է հակառակ հոսանքի նշված բաղադրիչների որոշման մեթոդը:

THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON REVERSE CURRENT OF $p-n$ JUNCTION

R. R. VARDANYAN

The influence of magnetic field on the reverse current of $p-n$ junction in the pre-breakdown state has been studied. An expression for the reverse current in $p-n$ junction under the action of a magnetic field was obtained. It is found out that in this process the diffusion component of the reverse current decreases, while the generation current and the leakage current remain unchanged at the application of a magnetic field (small fields are considered). A method is given for the determination of reverse current components.