

3. Келдыш А. В. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).

4. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. том 1. Изд. Мир, М., 1982.

ԼՈՒՅՍԻ ԻՆԴՉՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԹՈՒՅԼ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ ԵՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ԿԻՍՆԱԶԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՄԱՆ ԱՌԿԱՑՈՒԹՅԱՄԲ

Ս. Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Ա. ԶԻՎԱՆՅԱՆ

Քննարկված է լույսի ներգոնային կլանման բարակ թաղանթներում չափային քվանտացման և Բուլլ կոմպենսացիայի պայմաններում ճուշդ է տված, որ կլանման գործակիցը կազմված է կլանման երկու սերիաներից, որոնցից առաջինը պայմանավորված է կիսով չափ էլեկտրոններով լցված խառնուրդային դոսուց դեպի դատարկ խառնուրդային կատարվող էլեկտրոնների անցումներով, երկրորդը՝ ելակետային միակերպից չափային քվանտացման մակարդակները կատարվող անցումներով:

Առաջին դեպքում կլանման գործակիցը իրենից ներկայացնում է գառայան կորերի սերիա, երկրորդը՝ սինի թորիքային բնույթ ունեցող անհարթագծային հաճախականությունների դեպքում:

INTRABAND ABSORPTION OF LIGHT IN WEAKLY DOPED AND WEAKLY COMPENSATED SEMICONDUCTOR FILMS UNDER DIMENSIONAL QUANTIZATION

S. L. HARUTYUNYAN, V. A. HARUTYUNYAN and H. A. DZHIVANYAN

The interband absorption of light in thin films is considered when quantum size effects take place under the condition of weak compensation. It is shown that the absorption coefficient is formed as a sum of two absorption series. The first one corresponds to electron transitions from a semi-filled impurity zone to an empty impurity zone. The second one corresponds to electron transitions from the same initial states to size quantized subzones. In the first case the absorption coefficient is a series of Gauss curves, while in the second one this coefficient has an uneven character at resonance frequencies.

УДК 621.382

Изд. АН Армения, Физика, т. 26, вып. 1 42—46 (1991)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 15 мая 1990 г.)

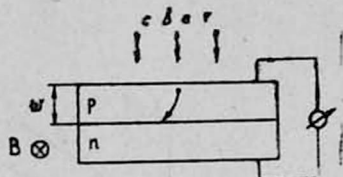
Предложен комплексный, неразрушающий метод измерения параметров неосновных носителей заряда в полупроводниках, основанный на измерении спектральной зависимости фототока р-р-структуры в магнитном поле.

Измерение параметров неосновных носителей заряда (ННЗ) в различных слоях полупроводников (диффузионных, эпитаксиальных и т. д.) имеет важное значение. Существующие методы измерения параметров ННЗ служат в основном для определения только одного параметра, то есть не являются комплексными [1, 2]. В работах [3, 4] предложим комплексный метод определения параметров ННЗ, основанный на со-

поставлении экспериментальной и теоретической зависимостей фототока р-п-структуры от длины волны света. Однако такая задача имеет множество решений и не позволяет однозначно определить параметры полупроводника. В настоящей работе предложен комплексный, неразрушающий метод определения подвижности, коэффициента диффузии, скорости поверхностной рекомбинации, диффузионной длины и времени жизни ННЗ в р- и п-слоях полупроводников, который основан на измерении спектральной кривой фототока р-п-структуры в магнитном поле.

Пусть р-п-структура освещается монохроматическим светом со стороны р-слоя (рис. 1). Генерированные ННЗ будут разделяться р-п-пе-

Рис. 1. Структура р-п-перехода.



реходом и создавать фототок. Как известно, воздействием магнитного поля, которое направлено параллельно поверхности р-п-перехода. ННЗ будут перемещаться к р-п-переходу по искривленной траектории, что приводит к уменьшению фототока [5]. Примем, что размеры освещаемой поверхности намного превышают диффузионную длину ННЗ, и что генерированные носители заряда не доходят до боковой поверхности р-п-структуры. Тогда выражение для электронной составляющей фототока из освещаемой р-области запишем в виде [5]:

$$I_B = \frac{AqG(1-R)\eta K}{K^2 + aK - 1/L_B^2} \left[\frac{M_B}{N_B} (r_{1B} - r_{2B}) - (K + r_{1B}) \exp(-K\omega) \right], \quad (1)$$

где

$$L_B = L [1 + (\mu^* B)^2]^{-1/2},$$

$$M_B = a + K + S/D_B - (r_{2B} + S/D_B) \exp[-\omega(K + r_{1B})],$$

$$N_B = (r_{1B} + S/D_B) \exp(-r_{2B}\omega) - (r_{2B} + S/D_B) \exp(-r_{1B}\omega),$$

$$r_{1B, 2B} = \frac{a}{2} \pm \left[\frac{a^2}{4} + \frac{1}{L_B^2} \right]^{1/2},$$

$$D_B = D/[1 + (\mu^* B)^2].$$

A —площадь освещаемой поверхности, q —заряд электрона, $G = P/A \cdot h\nu$ —интенсивность света, которая выражается в количестве квантов света, падающих на единицу поверхности образца в единицу времени, P —мощность светового излучения, $h\nu$ —энергия кванта, R —коэффициент отражения света от поверхности, η —квантовый выход, K —коэффициент поглощения света, L —диффузионная длина ННЗ, μ^* —холловская подвижность ННЗ, B —индукция магнитного поля, a —фактор поля, S —скорость поверхностной рекомбинации, D —коэффициент диффузии ННЗ.

Для однородно легированного слоя полупроводника ($a=0$) в коротковолновой области спектра, когда выполняются условия $K\omega \gg 1$ и $K^2 L_B^2 \gg 1$, выражение (1) запишется в виде

$$\bar{I}_B = \frac{I_B}{2qG(1-R)\tau_1/h\nu} = \frac{1}{N_B} \left(1 + \frac{S/D_B}{K} \right),$$

где
$$N_B = \left(1 + \frac{SL_B}{D_B} \right) \exp\left(\frac{\omega}{L_B}\right) - \left(-1 + \frac{SL_B}{D_B} \right) \exp\left(-\frac{\omega}{L_B}\right).$$

Из полученного выражения следует, что меняя длину волны света и построив зависимость $\bar{I}_B = f(K^{-1})$, получим прямую (рис. 2). Экстраполяция её даст

$$\alpha_B = \frac{D_B}{S}, \quad (2)$$

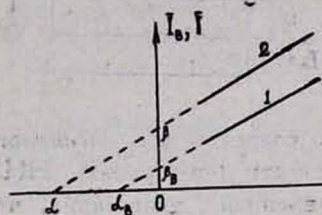


Рис. 2. Зависимость фототока р-п-структуры от обратной величины коэффициента поглощения: 1— $B \neq 0$; 2— $B = 0$.

как координату точки пересечения экстраполированной прямой с отрицательной полуосью K^{-1} и

$$\beta_B = \frac{1}{N_B}, \quad (3)$$

как координату точки пересечения экстраполированной прямой с положительной полуосью I_B .

Построив ту же зависимость при отсутствии магнитного поля, получим новые значения отрезков на отрицательной полуоси K^{-1} и положительной полуоси I_B соответственно

$$\alpha = \frac{D}{S}, \quad (4)$$

$$\beta = \frac{1}{N}. \quad (5)$$

Из отношения выражений (2) и (4) получим дрейфовую подвижность ННЗ

$$\mu = \frac{\mu^*}{r} = \frac{1}{rB} \left(\frac{\alpha}{\alpha_B} - 1 \right)^{1/2},$$

где r — холл-фактор.

Коэффициент диффузии ННЗ будет определяться по формуле

$$D = \frac{kT}{q} \mu,$$

где k —постоянная Больцмана, T —абсолютная температура, а скорость поверхностной рекомбинации получим из выражения (4)

$$S = \frac{D}{a}.$$

Диффузионную длину ННЗ L , а также глубину залегания р-п-перехода ω определим путем решения системы трансцендентных уравнений (3) и (5). При известном значении ω , диффузионную длину ННЗ можно определить из трансцендентного уравнения

$$\frac{\beta_B}{\beta} = \frac{N}{N_B} = \frac{\left(1 + \frac{SL}{D}\right) e^{\omega/L} - \left(-1 + \frac{SL}{D}\right) e^{-\omega/L}}{\left(1 + \frac{SL_B}{D_B}\right) e^{\omega/L_B} - \left(-1 + \frac{SL_B}{D_B}\right) e^{-\omega/L_B}}.$$

Отметим, что при этом значение G в коротковолновой области спектра можно измерить в относительных единицах.

Время жизни ННЗ определим с помощью выражения

$$\tau = \frac{L^2}{D}.$$

Таким образом, путем измерения значения фототока р-п-структуры в коротковолновой области спектральной чувствительности при воздействии на образец магнитным полем, а также при отсутствии магнитного поля, можно определить электрофизические параметры— μ , D , S , L и т.

Экспериментально параметры ННЗ были определены при комнатной температуре на образцах, изготовленных из высокоомной кремниевой пластины толщиной 300 мкм р-типа проводимости. На одной стороне пластины имелся p^+ -диффузионный слой, толщиной порядка 0,5 мкм. Образцы освещались со стороны р-слоя монохроматическим светом в диапазоне от 0,7 до 0,8 мкм. Индукция магнитного поля составляла величину $B=0,98$ Тл. Значения коэффициента поглощения света рассчитывались по формуле [6]

$$K = 0,51 \left(\frac{1,2398}{\lambda} - 1,09 \right)^2,$$

где λ —длина волны света в мкм. Коэффициент отражения света определялся по данным работы [7]. Фактор Холла принимался равным 1,15 [8]. Сглаживание экспериментально полученной зависимости фототока от обратной величины коэффициента поглощения проводилось по методу наименьших квадратов. Результаты расчетов для одного из образцов представлены в таблице.

Полученные значения подвижности и коэффициента диффузии ННЗ хорошо согласуются со значениями, которые получены по методу измерения времени переноса ННЗ в электрическом поле [2].

Наименование параметра	Обозначение	№ формулы	Измеренное значение	
			по данному методу	по методу [2]
Дрейфовая подвижность, $\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	μ_n	6	0,0838	0,09
Коэффициент диффузии (при $\frac{kT}{q} = 0,026 \text{ В}$), $\text{м}^2/\text{с}$	D_n	7	$2,3348 \cdot 10^{-3}$	$2,34 \cdot 10^{-3}$
Скорость поверхностной рекомбинации, $\text{м}/\text{с}$	S	8	656,856	
Диффузионная длина, мкм	L_n	9	78	
Время жизни, мкс	τ_n	10	2,6	

ЛИТЕРАТУРА

1. Костонюк Н. Ф., Концовой Ю. А. Измерение параметров полупроводниковых материалов. Изд. Металлургия, М., 1970.
2. Павлов А. П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. Изд. Высшая школа, М., 1987.
3. Бутров В. Я. и др. Микроэлектроника, 1, 73 (1980).
4. Мошкин В. И., Монтян С. И. Микроэлектроника и полупроводниковые приборы, 8, 172 (1984).
5. Варданыан Р. Р. Изв. АН Армении, Физика, 22, 149 (1987).
6. Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. Изд. Сов. радио, М., 1971.
7. Philipp H. R., Taft E. A. Physical Review, 120, 37 (1960).
8. Norton P. Physical Review, 8, 5632 (1973).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՋՆԵՐՈՒՄ ՈՉ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԼԻՑԲԱԿԻՐՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Առաջարկված է կիսահաղորդիչներում ոչ հիմնական լիցքակիրների պարամետրերի չափման կոմպլեքսային, ոչ խափանող մեթոդ, հիմնված մագնիսական դաշտում p-n ստրուկտուրայի ֆոտոհոսանքի սպեկտրալ կախվածության չափման վրա:

DETERMINATION OF PARAMETERS OF MINORITY CARRIERS IN SEMICONDUCTORS IN THE MAGNETIC FIELD

R. R. VARDANYAN

A complex non-destructive method for the measurement of the parameters of minority carriers in semiconductors is proposed. The method is based on the measurements of p-n junction spectral response in the magnetic field.