

[9] Карпус В., Перель В. И. Многофононная ионизация глубоких уровней в полупроводниках в электрическом поле. — ЖЭТФ, 1986, т. 92, в. 6, с. 2319—2331.

[10] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972. 415 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Получено 21.11.1986
Принято к печати 22.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМОДУЛИРОВАННОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Савченко А. П., Жигулин С. Н.

При разработке технологии полупроводниковых материалов для различного рода оптоэлектронных приборов и приборов микроэлектроники важен контроль их рекомбинационных параметров, в частности диффузионной длины L . В отличие от существующих методов определения диффузионной длины предлагаемый метод можно применять в многослойных структурах со встроенными

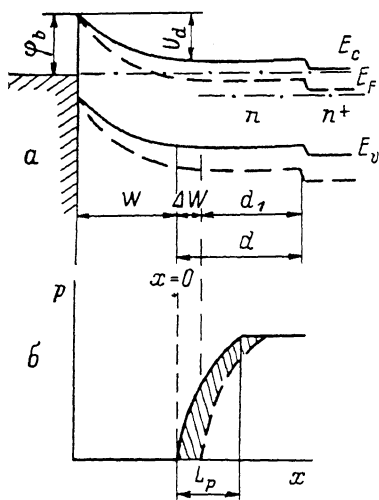


Рис. 1. Энергетическая диаграмма барьера Шоттки (а) и распределение неосновных носителей заряда по толщине n -слоя (б).

Сплошные линии — при нулевом смещении, штриховые — при подаче обратного смещения.

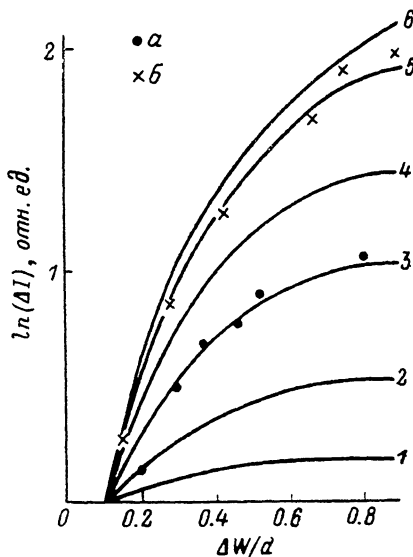


Рис. 2. Экспериментальные точки и расчетные кривые зависимости $\ln(\Delta I)$ от отношения толщины ОПЗ, модулированной смещением, к толщине n -слоя.

d/L : 1 — 1.0, 2 — 1.5, 3 — 2.2, 4 — 3.0, 5 — 5.0, 6 — 10.
Образцы: а — 3, б — 1. Т, К: а — 77, б — 4.2.

гомо- и гетеро- p - n -переходами как на n -, так и на p -стороне p - n -перехода в нелегированных слоях при низких температурах, когда происходит вымораживание равновесных носителей и, следовательно, появление большого последовательного сопротивления в слое толщиной $d_1 = d - (\alpha^{-1} + L)$, где d — толщина исходного слоя, α — коэффициент поглощения.

Основные соотношения, отражающие работу метода, рассмотрим на примере барьера Шоттки (БШ), полученного на n - n^+ -структуре (рис. 1, а). Предположим, что в плоскости скола генерация неравновесных носителей заряда однородна по площади. Наличие области пространственного заряда (ОПЗ)

на одной границе слоя и поверхностной рекомбинации — на другой приведет к появлению распределения неосновных носителей заряда (ННЗ) по толщине слоя, а следовательно, и координатной зависимости интенсивности фотолуминесценции (ФЛ)

$$I(x) = Fp(x), \quad (1)$$

где F — коэффициент пропорциональности.

Распределение ННЗ в слое можно получить, решая уравнение баланса для случая однородной генерации,

$$D \frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} - \frac{p(x)}{\tau} + g = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$D \frac{\partial p(x)}{\partial x} \Big|_{x=0} = S_{\text{эфф}} p(0), \quad D \frac{\partial p(x)}{\partial x} \Big|_{x=d} = -S_2 p(d),$$

где D — коэффициент диффузии, $S_{\text{эфф}} = S_1 + cJ$, S_1 — скорость поверхностной рекомбинации на границе металл—полупроводник, cJ — число неосновных носителей заряда, достигающих границы ОПЗ и разделяемых полем, S_2 — скорость поверхностной рекомбинации на границе пленка—подложка, τ — время жизни ННЗ. Полагая, что все ННЗ, достигшие границы ОПЗ, затягиваются электрическим полем и участвуют в фототоке, можно $S_{\text{эфф}}$ положить равной бесконечности. На границе гомо-перехода пленка—подложка примем $S_2 = 0$. Тогда решением (2) будет

$$p(x) = g\tau \left(1 - \text{ch} \frac{d-x}{L} \text{sech} \frac{d}{L} \right), \quad (3)$$

где L — диффузионная длина, d — толщина слоя (рис. 1, а). Интенсивность ФЛ (I) с учетом (3) равна

$$I = \int_0^d Fg\tau \left(1 - \text{ch} \frac{d-x}{L} \text{sech} \frac{d}{L} \right) dx. \quad (4)$$

При приложении обратного смещения ОПЗ увеличится на ΔW и интенсивность станет

$$I_1 = \int_0^{d_1} Fg\tau \left(1 - \text{ch} \frac{d_1-x}{L} \text{sech} \frac{d_1}{L} \right) dx. \quad (5)$$

Таким образом, смещением модулируется интенсивность ФЛ. Интегрируя и вычитая I_1 из 1, можно получить выражение для величины электромодулированной фотолуминесценции (ЭФЛ)

$$\Delta I = Fg\tau \left(\frac{\Delta W}{L} - \text{th} \frac{d}{L} + \text{th} \frac{d-\Delta W}{L} \right). \quad (6)$$

Выведенное соотношение (6) было использовано для определения L ННЗ. Экспериментальную кривую $\ln(\Delta I)$ необходимо совместить с расчетной $\ln(\Delta I) = f(d, W, \Delta W, L)$, в которой подгоночным параметром при известных d , W и ΔW является L . Расчетные зависимости $\ln(\Delta I)$ как функции $\Delta W/d$ для разных отношений d/L приведены на рис. 2 [зависимости смещены вдоль оси $\ln(\Delta I)$]. Как видно из рис. 2, определяемые значения L зависят от отношения d/L , так как при $d/L < 1$ и $d/L > 10$ все кривые сливаются, и можно только сказать, что L соответственно либо больше d , либо меньше $0.1d$. Постоянным смещением можно менять W , а следовательно, и границы определения L . Точность метода ЭФЛ возрастает с увеличением отношения $\Delta W/d$.

Эксперимент проводился по методике, описанной в работе [1], на эпитаксиальных слоях n -GaAs с концентрацией основных носителей заряда от $5 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, выращенных на n^+ -подложке методом газотранспортной эпитаксии. На образцах получали барьеры Шоттки Al—GaAs с коэффициентами

идеальности 1.1—1.5. Для эксперимента выбирались образцы с однородным профилем концентрации основных носителей заряда. Измерялась амплитудная величина интенсивности ЭФЛ краевого перехода, полуширина пика не изменялась с увеличением амплитуды переменного напряжения. Толщина n -слоев составляла 3—17 мкм.

На рис. 2 приведены типичные примеры определения диффузионной длины дырок L_p предлагаемым методом при 77 и 4.2 К. Полученные методом ЭФЛ значения L_p при 77 и 4.2 К для нескольких образцов сведены в таблицу. Диффузионная длина при азотной температуре менялась от 0.52 до 4.2 мкм. Эти значения L_p близки к значениям L_p при 77 К в подобных слоях, полученных из измерений фототока на p — n -переходе от величины приложенного смещения [2]. Величины L_p при гелиевой температуре равны 0.7, 1.02 и 1.28 мкм.

№ образца	n , см ⁻³	$d + W$, мкм	d , мкм	Температура, К	L_p , мкм
1	1 · 10 ¹⁴	17	14.5	77	7
			1.16	4.2	0.7
2	1 · 10 ¹⁴	17	14.5	77	3.7
			9	4.2	1.28
3	2 · 10 ¹⁴	12	9.5	77	1.36
			1.5	4.2	1.02
4	3 · 10 ¹⁴	7	4.0	77	1.0
5	5 · 10 ¹⁴	3	1.14	77	0.52
6	5 · 10 ¹³	6.5	3.6	77	1.44

В известной нам литературе нет прямого метода измерения L_p в подобных слоях при 4.2 К. В работе [3] оценена длина термализации электронов L_{nt} при 4.2 К за время энергетической релаксации на продольных оптических фононах при энергии возбуждающего света 1.92 эВ, она составила 6.5 мкм. Соответствующая длина термализации для дырок L_{pt} должна быть меньше длины термализации электронов L_{nt} и определяется известным выражением

$$L_{pt}/L_{nt} = (\mu_p/\mu_n)^{1/2} (\alpha_n/\alpha_p)^2, \quad (7)$$

где μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок, α_n , α_p — фреilihовские константы взаимодействия электронов и дырок с фононами. Величина L_{pt} составила 0.2 мкм. Оценка L_p из спектров фотоответа на БШ дает величину ~0.2 мкм [4]. Поэтому полученные значения L_p при 4.2 К состоят из двух составляющих — длины термализации и длины диффузии — и имеют разумную величину.

Таким образом, представленный нами метод определения диффузионной длины ННЗ можно использовать для измерения L_p в широком интервале температур, а также в качестве неразрушающего метода оценки качества эпитаксиальных структур Al¹¹¹B^v. Примерами таких структур являются n -GaAs— n^+ -GaAs, n -Al_xGa_{1-x}As— p -GaAs и др.

Л и т е р а т у р а

- [1] Савченко А. П., Терехов А. С., Юдаев В. И. Определение состава гетероэпитаксиальных структур методом электромультиплицированной фотOLUMИнесценции. — ФТП, 1984, т. 18, в. 3, с. 551—553.
- [2] Бергманн Я. В., Данильченко В. Г., Корольков В. И., Никитин В. Г., Степанов М. Н., Третьяков Д. Н. Диффузионная длина дырок в слабо легированном арсениде галлия. — ФТП, 1976, т. 10, в. 8, с. 1569—1571.
- [3] Кравченко А. П., Паханов Н. А., Терехов А. С. Влияние экситонов на спектр фототока поверхностно-барьерных диодов арсенид галлия—металл. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, в. 6, с. 1191—1195.
- [4] Ulbrich R. — J. Phys. Rev., 1973, v. 8, p. 5719—5727.