

ОБ ОЦЕНКЕ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ
В GaAs И GaTe ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЗОНДОВЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ

М. А. Селезнева, Т. А. Куприянова, С. А. Ципман

УДК 621.315.592 + 537.311.33

В работе дан расчет тока, навведенного электронным зондом в короткозамкнутой цепи $p-n$ -перехода с учетом влияния поверхности и протяженности области генерации электронно-дырочных пар. При сравнении эксперимента с теорией получено хорошее согласие абсолютных значений токов, на основе которого оценивается величина скорости поверхностной рекомбинации, а также ее вариации в связи с изменением поверхностных свойств объекта.

Метод сканирующего электронного зонда, основанный на измерении тока в короткозамкнутой цепи $p-n$ -перехода, в настоящее время широко применяется для определения длин диффузии неосновных носителей в полупроводниках с малым временем жизни. Известно также, что найденная этим методом длина диффузии L часто оказывается сильно заниженной, вследствие влияния приповерхностного слоя $/1/$. Это влияние приповерхностного слоя, т.е. наличие высокой скорости поверхностной рекомбинации (СПР) интересно проанализировать количественно, так как оно может неблагоприятно воздействовать на работу полупроводниковых приборов.

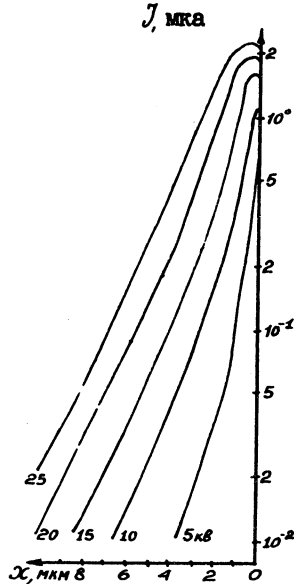
Расчеты тока в короткозамкнутой цепи $p-n$ -перехода с учетом СПР впервые были проведены Рубреком $/2/$ для случая точечного источника возбуждения электронно-дырочных пар, расположенного на поверхности. Аналогичные расчеты, сделанные в $/3/$ для точечного источника, но расположенного на некоторой глубине под поверхностью, показали, что ток в короткозамкнутой цепи $p-n$ -перехода $J(x)$ (x - расстояние источника генерации электронно-дырочных пар от $p-n$ -перехода) существенно зависит не только от СПР, но также и от глубины расположения источника. Величина же максимума $J(x)$, соответствующая для точечного источника $x = 0$, определяется только скоростью генерации электронно-дырочных пар, т.е.

в данном случае произведением тока зонда на ускоряющее напряжение. При возбуждении электронным зондом область генерации электронно-дырочных пар не является точечным источником, и тогда следует ожидать зависимости тока в максимуме от СПР. Поэтому в указанной работе количественных оценок СПР не проводилось, а оценивалось только расстояние от $p-n$ -перехода, на котором СПР мало влияет на наклон $J(x)$ и, следовательно, на определение длины диффузии неосновных носителей тока. В работе /4/ семейство теоретических кривых из /2/, вычисленное для точечного источника генерации на поверхности, сравнивалось с экспериментальными кривыми, полученными на МДП транзисторе при возбуждении тока электронным зондом, и на основе этого сравнения даны оценки вариации СПР. Несмотря на то, что использовался материал со сравнительно большими длинами диффузии (10 мкм), а ускоряющие напряжения были невелики (меньше 15 кВ), протяженность области генерации электронно-дырочных пар, очевидно, сказалась на форме зависимости тока. При сравнении с расчетными кривыми авторам пришлось нормировать теоретические и экспериментальные токовые кривые к единице и произвольно смещать начало отсчета по x .

В данной работе для количественного определения СПР используются результаты расчета тока через $p-n$ -переход, протекающего при возбуждении протяженным источником генерации электронно-дырочных пар. Эти расчеты проведены, как и в работе /3/, для $p-n$ -перехода, перпендикулярного к поверхности сканирования, на которой задан набор значений СПР. Источник генерации электронно-дырочных пар с равномерной плотностью генерации представлял собой полностью погруженную сферу. Размеры сферы и степень ее погружения зависели от свойств выбранного объекта и условий проведения эксперимента и определены согласно модели, описанной в работе /5/. Эта полуэмпирическая модель задает размер и форму области торможения рассеянных электронов, образующихся в результате взаимодействия первичных электронов пучка с веществом. При расчете эта область отождествлялась с областью генерации электронно-дырочных пар.

На рис.1 приведено семейство кривых для тока $J(x)$, рассчитанное с учетом этой модели для материала $CaTe$ и соответствующее p -области перехода с $L_e = 2,3$ мкм (в p -области), $L_p = 1,1$ мкм (в n -области), $v_{уск} = 5+25$ кВ и $S = 50$ (S - приведенная

СПР, связанная с обычной СПР соотношением $S = aL/D$, где D — коэффициент диффузии неосновных носителей). Так как в дальнейшем сравнение с экспериментальными кривыми проводилось в абсолютных значениях $J(x)$, то для расчета плотности генерации

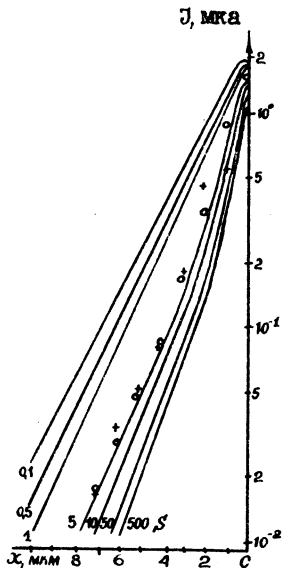


Р и с.1. Зависимости $J(x)$ для р-п-перехода из CdTe, рассчитанные для р-области перехода при $L_e = 2,3$ мкм (в р-области), $L_p = 1,1$ мкм (в п-области), $\epsilon = 5,5$ эв/пару $S = 50$, $i_n = 1$ на, $V_{уск} = 5 + 25$ кВ

электронно-дырочных пар использовались величины энергии образования одной электронно-дырочной пары $\epsilon = 5,5$ эв, полученной из эксперимента методом, описанным в /6/, и тока электронного зонда, рассчитанного по току поглощенных электронов i_n с учетом обратно рассеянных электронов по формуле, приведенной там же.

Из рисунка видно, что с увеличением ускоряющего напряжения, а следовательно и области генерации электронно-дырочных пар, положение максимума тока смещается в ту сторону от р-п-перехода, где длина диффузии неосновных носителей больше. Это смеще-

ние увеличивается с ростом ускоряющего напряжения и тем больше, чем больше различие длин диффузии неосновных носителей справа и слева от перехода. Следует также отметить, что в отличие от точечного источника величина максимума $J(x)$ не пропорциональ-



Р и с.2. Расчетные зависимости тока $J(x)$ для p-n-перехода из CdTe при $v_{\text{уск}} = 10$ кв, $i_n = 1$ на и различной СПР (сплошные кривые). Точками и кружками показаны результаты двух серий измерений, полученные для того же режима на p-n-переходе с $L_e = 2,3$ мкм, $L_p = 1,1$ мкм

на ускоряющему напряжению. Это объясняется протяженностью области генерации электронно-дырочных пар, из-за чего часть генерируемых пар не успевает разделиться полем p-n-перехода и рекомбинирует как в объеме, так и на поверхности.

Влияние СПР на величину тока в максимуме и форму кривой $J(x)$ можно оценить из рис.2, где для того же p-n-перехода приведены полученные из расчета зависимости $J(x)$ при постоянном ускоряющем напряжении, но различных S (0,1 + 500). Экспериментальные зависимости $J(x)$ были получены на приборе MS-46 со специальной

При расчете использованы следующие данные: протяженность области генерации электронно-дырочных пар в соответствии с /5/ для $V_{уск} = 15$ кв, $\epsilon = 5$ эв/пару /6/, L_p (в n -области) = 1 мкм, L_n (в p -области) = 2 мкм, $i_n = 1$ на и $S = 0,1 \div 5 \cdot 10^2$. Экспериментальные значения токов, полученные сразу после изготовления скола и помещения образца в установку (точки на рис.3) соответствовали расчетной кривой с очень малой СПР $S = 0,5$. В дальнейшем в результате осаждения масла на поверхности скола СПР увеличивалась, и экспериментальные точки, отмеченные на рис.3 крестиками, соответствуют расчетной кривой с $S = 5$. В результате длительных измерений, проведенных на этом образце, СПР возросла до 100 и более (кружки на рис.3).

Из полученных результатов следует, что предложенная модель протяженной области генерации электронно-дырочных пар, в которой учтены условия проведения эксперимента и свойства исследуемого объекта, позволяет из сопоставления экспериментальных значений токов с расчетными оценить как величину СПР, так и возможные вариации этой величины в связи с изменением поверхностных свойств объекта.

Авторы искренне благодарны С. С. Филиппову за помощь в проведении расчетов.

Поступила в редакцию
27 июня 1975 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Мурыгин, В. И. Стремлюк. ФТП, 3, 1470 (1969).
2. W. van Roosbroeck. J. Appl. Phys., 26, 4, 380 (1955).
3. М. А. Селезнева, Т. А. Куприянова, С. А. Дипман. Изв. АН СССР, серия физ., 38, 2328 (1974).
4. В. А. Денисюк, В. П. Захаров, Ю. М. Ширшов. Полупроводниковая техника и микроэлектроника, вып.14, Респ. межвед.сб., "Наукова думка", Киев, 1974 г.
5. К. Канага, С. Окаяма. J. Phys. D (Appl. Phys.) 5, 43(1972).
6. М. А. Селезнева, С. А. Дипман. Краткие сообщения по физике ФИАН, № II, 33 (1974).