

УДК 621.315

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЦЕНТРОВ РЕКОМБИНАЦИИ В СИЛОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ¹

© С. В. Булярский, А. В. Жуков, М. С. Ермаков, А. В. Лакалин, О. А. Сергеева²*Статья поступила 10 января 2014 г.*

Описаны новые дифференциальные методы определения параметров центров рекомбинации, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника на примере примеси золота в кремнии. Апробация показала достаточно высокую точность предлагаемых методик обработки вольтамперных характеристик с систематической погрешностью не более 0,05 эВ для энергии активации глубоких уровней. Учитывая простоту метода и доступность оборудования, можно рекомендовать диагностики рекомбинационных центров в силовых полупроводниковых приборах большой мощности, когда применение емкостных методов затруднительно.

Ключевые слова: $p-n$ -переход; рекомбинация; рекомбинационные центры; энергия активации; коэффициенты захвата; методика определения параметров.

Напряжения пробоя $p-n$ -переходов определяются не только легированием и шириной запрещенной зоны, но и содержанием центров рекомбинации в области пространственного заряда прибора [1, 2]. Цен-

тры скопления таких дефектов вызывают образование микроплазм и снижение величины пробоя, обусловленного лавинными процессами [2, 3]. Наличие центров рекомбинации приводит к росту обратных токов и «мягким» вольтамперным характеристикам в предпробойной области [4]. Вольтамперные характеристики $p-n$ -переходов редко используются для определения параметров рекомбинационных центров. Еще

¹ Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ по программе Государственной поддержки науки.

² ФГБОУ Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия; e-mail: bsv@ulsu.ru

более 50 лет назад С. Т. Саа с соавторами [5] показали ведущую роль центров рекомбинации в формировании обширного участка вольтамперной характеристики (ВАХ) начиная от нуля напряжения прямого смещения и вплоть до диффузионного потенциала. Многие годы эти выводы на практике не использовались. Около 20 лет назад [2, 6] были получены достаточно простые выражения для аппроксимации участка ВАХ, описывающего рекомбинацию в области пространственного заряда, и найдены алгоритмы определения параметров центров рекомбинации. В более поздних работах [7, 8] был разработан метод рекомбинационной спектроскопии, который несмотря на свою простоту так и не получил популярности.

Применение емкостных методов для определения параметров центров рекомбинации в силовых полупроводниковых приборах имеет ограничения: емкостные измерения проводятся в достаточно широком диапазоне температур (100 – 400 К), нагрев ведется с постоянной скоростью. Большая масса и площадь силового прибора приводят к неравномерному его разогреву, а также отличию температуры области пространственного заряда от температуры поверхности, где она измеряется, что приводит к большим систематическим ошибкам определения температуры области пространственного заряда и, как следствие, определения параметров приборов. В связи с этим преимущество имеют методы, основанные на измерении стационарных ВАХ.

Для определения параметров рекомбинационных центров методом рекомбинационной спектроскопии измерения проводятся в стационарном режиме, при постоянной температуре, в области малых токов. В этом случае трудности с неравномерностью температуры не возникают. Процесс определения параметров заключается в измерении прямой стационарной вольтамперной характеристики и дальнейшей ее обработке по определенным алгоритмам. Алгоритмы обработки ВАХ нацелены на выявление их особенностей, по которым проводится диагностика. Данные особенности ВАХ возникают тогда, когда квазиуровень Ферми в области пространственного заряда (ОПЗ) пересекает энергетический уровень глубокого центра. В этот момент меняются заполнение данного центра и соответственно скорость рекомбинации, которая достигает максимума при равенстве концентраций, инжектированных в ОПЗ электронов и дырок. При этом уровень Ферми разделяется на два квазиуровня для дырок и для электронов. Квазиуровень для дырок по мере увеличения прямого смещения и уровня инжекции в целом движется от середины запрещенной зоны к валентной зоне, а квазиуровень для электронов — от середины запрещенной зоны к зоне проводимости. Особенности ВАХ возникают при пересечении квазиуровнем как для дырок энергетического уровня в нижней половине зоны, так и для электронов энергетического уровня в ее верхней половине. Поэто-

му данный метод не позволяет различить, от какой из разрешенных зон отсчитывается электронный уровень. Однако при измерении ВАХ происходит сканирование всех рекомбинационных уровней как в верхней, так и нижней половинах зоны.

В настоящей работе на примере кремниевых $p-n$ -переходов, легированных золотом, показана высокая точность данного метода, продемонстрирована возможность определения основных параметров центров рекомбинации: энергии термической активации, коэффициентов захвата дырок и электронов, концентрации при фиксированной температуре, в том числе комнатной. Это является большим преимуществом перед емкостными методами, с помощью которых можно определить положение центров только от одной из разрешенных зон: проводимости или валентной. Поэтому для определения параметров центров рекомбинации в одном материале, но лежащих выше и ниже по энергии относительно середины запрещенной зоны, необходимы диоды, изготовленные при различных технологических условиях. А это уже разные материалы с точки зрения состава рекомбинационных центров и содержания, природа которых зависит от технологии изготовления прибора. Метод анализа рекомбинационных процессов свободен от этого недостатка. Параметры определяются при фиксированной температуре и сразу всех рекомбинационных центров. Простота метода позволяет применять зондовый способ измерения непосредственно на пластине без разделения на отдельные приборы и даже без металлических контактов, если площадки под ними легированы в достаточной степени. Это делает его незаменимым на промежуточных этапах производства.

Методика эксперимента. Вольтамперные характеристики $p-n$ -переходов при прямом смещении (ВАХ), легированных золотом, измерялись на автоматизированном комплексе, созданном на основе приборов, обладающих каналом общего пользования для связи с компьютером. Ток измерялся пикоамперметром KEITHLEY 6485, напряжение — цифровым вольтметром В7-40; оно задавалось управляемым источником питания MOTECN. Можно использовать одно устройство для измерения ВАХ — KEITHLEY серии 2600. Таким образом, комплекс прост в изготовлении и наладке, использует типовые измерительные приборы с классом точности не хуже 0,01 (погрешность измерения напряжения вольтметра В7-40 не превосходит 0,03 %) Шаг изменения напряжения прямого смещения — 0,02 В. При этом случайные погрешности измерений <1 %.

Измеренные вольтамперные характеристики в целом изменяются по экспоненциальному закону:

$$I = I_c(U) \left[\exp \left(\frac{eU}{\beta(U)kT} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

где $I_c(U)$ — ток насыщения; e — заряд электрона; U — внешнее напряжение; приложенное к $p-n$ -пере-

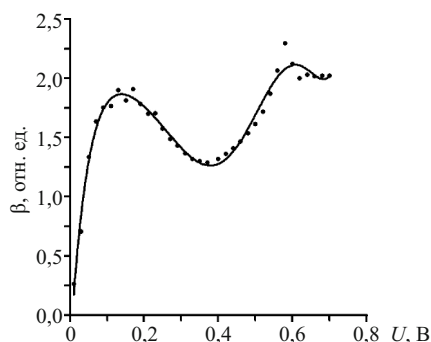


Рис. 1. Зависимость дифференциального показателя наклона от напряжения для двухзарядного центра золота в кремнии

ходу; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура p – n -перехода; $\beta(U)$ — дифференциальный показатель наклона.

Дифференциальный показатель наклона вычисляется по формуле

$$\beta(U) = \frac{q}{kT} \left(\frac{d \ln j_r}{dU} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Экспоненциальная зависимость (1) имеет сложный вид, так как ток насыщения $I_s(U)$, определенный экстраполяцией ВАХ на различных ее участках, зависит от напряжения. Зависимость дифференциального показателя наклона диода от напряжения прямого смещения также имеет характерные особенности, указывающие на механизм рекомбинации. Первым критерием возможности применения методик, рассматриваемых в данной работе, является изменение величины $\beta(U)$ в интервале от 1 до 2. Это значение данной величины соответствует механизму рекомбинации в области пространственного заряда, для которого разработаны описанные ниже алгоритмы определения параметров рекомбинационных центров. Вторым критерием является величина приложенного напряжения смещения, которая должна быть меньше диффузионного потенциала исследуемого p – n -перехода.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости $\beta(U)$ для диода Д220, изготовленного на основе кремния, легированного золотом. В области напряжений прямого смещения 0,03–0,60 В данный показатель изменяется от 1 до 2, что указывает на рекомбинацию в области пространственного заряда. На экспериментальной зависимости имеются два экстремума, указывающие на то, что в формирование ВАХ определяющую роль вносят два центра рекомбинации. Для этой области применимы алгоритмы обработки ВАХ, разработанные в работах [2, 6–8], которые позволяют определять параметры центров рекомбинации. Ниже показана высокая точность предложенных методов на примере эталонной для кремния примеси — золота.

Алгоритмы обработки ВАХ. Суть новых методов обработки ВАХ заключается в использовании алгоритмов, которые преобразуют экспериментальную монотонную экспоненциальную зависимость в кри-

вую, имеющую характерные особенности. Данные особенности позволяют вычислять параметры центров рекомбинации.

Приведенная скорость рекомбинации R_{np} является физической величиной, обратной времени жизни [2, 6–8]. Она вычисляется из экспериментальной зависимости прямого тока от напряжения смещения по формуле

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \exp(qU/kT)}{2\zeta_m \exp(qU/kT) + \zeta_m^2 + 1}, \quad (3)$$

где
$$\alpha_m = \frac{n_{1m}}{n_i} c_{nm} N_{tm}, \quad \zeta_m = \frac{n_{1m}}{n_i} \sqrt{\frac{c_{nm}}{c_{pm}}},$$

где c_{nm} , c_{pm} — усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки m -го энергетического уровня; n_i — концентрация собственных носителей заряда; n_{1m} — концентрация носителей заряда для m -го уровня; N_{tm} — концентрация глубокого уровня; q — заряд; k — постоянная Больцмана; T — температура; U — напряжение.

Данная величина, рассчитанная из экспериментальной ВАХ диодов, легированных золотом, приведена на рис. 2, а. На зависимости R_{np} наблюдаются две ступени, характерные для рекомбинации с участием двух центров.

Проанализируем данные рис. 2, а. Если $s = 1$ (один глубокий уровень), то выражение (1) описывается всего двумя параметрами — α и ζ . При этом в области малых напряжений, когда

$$2\zeta \exp(qU/kT) < \zeta^2 + 1, \quad (4)$$

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{\zeta^2 + 1} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right), \quad (5)$$

а с ростом напряжения, когда

$$2\zeta \exp(qU/kT) > \zeta^2 + 1, \quad (6)$$

$$R_{np}(U) = \alpha/2\zeta = \text{const}. \quad (7)$$

По начальному участку этой кривой легко определить предэкспоненциальный множитель $\alpha/(\zeta^2 + 1)$, а по конечному участку — $\alpha/2\zeta$, после чего можно найти α и ζ , которые, в свою очередь, связаны с параметрами глубокого уровня [2, 6–8]. Зная ζ_m , находим энергию активации m -го глубокого уровня:

$$E_{tm} = \frac{E_g - qU_0}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_n^*}{m_p^*} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{c_{nm}}{c_{pm}}, \quad (8)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны; m_n^* , m_p^* — эффективная масса электрона и дырки соответственно.

Если число уровней больше единицы, то зависимость представляет собой суперпозицию аналогичных кривых. Поэтому при анализе экспериментальной приведенной скорости рекомбинации она разделялась на составляющие. Разделение экспериментальной $R_{np}(U)$ на составляющие удобно проводить следу-

ющим образом. На каждом участке кривой подбираются значения α_m и ξ_m таким образом, чтобы отклонение экспериментальной кривой от теоретической на этом участке было минимальным.

Энергию активации можно определить с точностью до последнего слагаемого, так как отношение c_{nm}/c_{pm} , как правило, заранее неизвестно (для многих центров не превосходит 10^2), тогда при $T = 300$ К получим: $\frac{kT}{2} \ln \frac{c_n}{c_p} \approx 0,03$ эВ [2]. Отношение коэффици-

ентов захвата можно определить путем измерения вольтамперных характеристик при нескольких различных температурах. Для каждой температуры вычислялись энергии активации обоих рекомбинационных процессов. Эти зависимости, приведенные на вставке к рис. 2, а позволяют определить энергии активации при $T = 0$ К и отношение коэффициентов захвата рекомбинационных центров. Результаты вычислений приведены в таблице.

Результаты показывают, что полученные величины с точностью до 0,05 эВ совпадают с литературными данными для центров рекомбинации, обусловленных легированием кремния золотом. Эту величину можно считать систематической ошибкой данного метода. Она сравнима с результатами емкостных измерений. Для рекомбинационных центров, природа которых установлена, такая точность позволяет их идентифицировать. Для коэффициентов захвата точность метода существенно ниже, что обуславливает отличие данных по коэффициентам захвата с известными результатами.

Производная приведенной скорости рекомбинации. Сопоставление экспериментальных и теоретических значений для данной зависимости для исследуемых диодов приведено на рис. 2, б.

При дифференцировании выражения (1) для приведенной скорости рекомбинации получим

$$\frac{\partial R_{np}(U)}{\partial U} = \frac{q}{2kT} \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) \xi_m^2 + 1}{\left[2\xi_m^2 \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + \xi_m^2 + 1\right]^2}. \quad (9)$$

Функция (9) имеет экстремумы. В соответствии с работами [2, 6 – 8] в области напряжений каждого экстремума вычисляем параметры

$$\xi_m = \exp\left(\frac{qU_{0m}}{2kT}\right) + \sqrt{\exp\left(\frac{qU_{0m}}{2kT}\right)^2 - 1}. \quad (10)$$

Если $\exp(qU_{0m}/2kT) > 1$, то

$$\xi_m = 2 \exp\left(\frac{qU_{0m}}{2kT}\right). \quad (11)$$

Величины энергий активации приведены в таблице.

В этом случае систематическая ошибка существенно увеличивается. Это связано с тем, что дважды

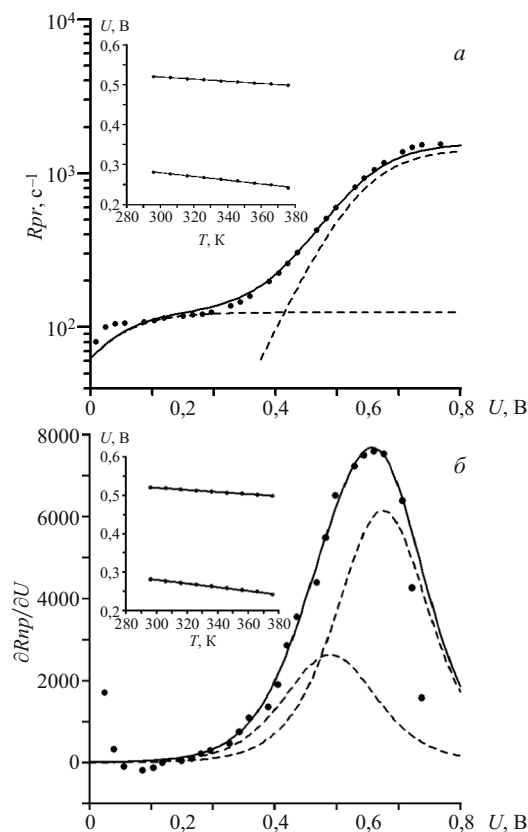


Рис. 2. Разделение приведенной скорости (а) и скорости рекомбинации (б) диода Si:Au на составляющие: точки — экспериментальная кривая, сплошная линия — суммарная кривая; пунктирные — кривые, полученные в результате разложения. На вставке зависимость энергий активации процессов от температуры

приходится численно дифференцировать экспериментальные данные. Поэтому данную методику следует считать вспомогательной по отношению к предыдущей. Она помогает выявлять количество рекомбинационных процессов, формирующих ВАХ.

Метод, основанный на разделении зависимости $R_{np}^2(U)/\exp(qU/2kT)$ на составляющие.

Введем функцию

$$L(U) = \frac{R_{np}^2(U)}{\exp(qU/2kT)}. \quad (12)$$

Эта функция имеет также экстремумы, связанные с рекомбинационными процессами в области пространственного заряда. Энергию рекомбинационных центров можно определить по напряжениям, при которых данная кривая имеет локальные максимумы, она также сводится к формуле (8). Параметры центров рекомбинации приведены в таблице.

Таким образом, исследования, выполненные на хорошо изученной примеси золота в кремнии, которые дают два центра рекомбинации (донорный и акцепторный), показали достаточно высокую точность предлагаемых методик обработки вольтамперных характеристик с целью вычисления параметров цен-

Параметры рекомбинационных центров, вычисленные из $R_{пр}$

Параметры рекомбинационных центров	Рекомбинационный центр	
	1	2
Метод приведенной скорости рекомбинации		
E_r , эВ	0,56	0,35
$c_n N_t$	138	2780
$c_p N_t$	382	1510
c_n/c_p	0,36	1,84
Метод производной приведенной скорости рекомбинации		
E_r , эВ	0,42	0,37
Метод разделения зависимости $R_{пр}^2(U)/\exp(qU/2kT)$ на составляющие		
E_r , эВ	0,56	0,31

тров рекомбинации. Отметим, что апробация указанных методик проводилась на термодонорах в кремнии, создающих глубокие центры, на рекомбинационных центрах в арсениде и фосфиде галлия. Во всех случаях они дают хорошие результаты, совпадающие с литературными данными, полученными другими методами. Простота приборных решений, условия проведения экспериментов делают данные методики конкурентоспособными относительно емкостных методов измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lutz J., Schlangenotto H., Scheuermann U., Doncker R. Semiconductor Power Devices. — London – New York: Springer Heidelberg Dordrecht, 2011. — 536 p.
2. Булярский С. В., Грушко Н. С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. — М.: МГУ, 1997. — 462 с.
3. Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой в $p-n$ -переходах. — Л.: Энергия, 1980. — 156 с.
4. Булярский С. В., Сережкин Ю. Н., Ионычев В. К. Статистическая задержка пробоя микроплазм в фосфидогаллиевых $p-n$ -переходах / Физика и техника полупроводников. 1999. Т. 33. № 11. С. 1345 – 1349.
5. Sah Chih-Thing, Noyce R. N., Shockley W. Carrier generation and recombination in $p-n$ junctions and $p-n$ junction characteristics / Proc. IRE. 1957. Vol. 45. N 9. P. 1228 – 1243.
6. Булярский С. В., Грушко Н. С., Локалин А. В. Дифференциальные методы определения параметров глубоких уровней по рекомбинационным токам $p-n$ -переходов / Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32. № 10. С. 1193 – 1196.
7. Булярский С. В., Грушко Н. С., Локалин А. В. Определение параметров глубоких уровней по дифференциальным коэффициентам вольтамперных характеристик / Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 5. С. 22 – 27.
8. Булярский С. В., Грушко Н. С., Локалин А. В. Рекомбинационная спектроскопия глубоких центров в GaP светодиодах / ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 6. С. 723 – 726.