

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ГЛУБОКОГО УРОВНЯ  $Au$  В  $Si$ 

И.В. Грехов, С.В. Зазулин,

А.Ф. Кардо-Сысоев

Механизм ударной ионизации через глубокие уровни в запрещенной зоне является одним из наименее изученных ионизационных процессов в полупроводниках. Во многом это обусловлено отсутствием экспериментальных результатов определения зависимости коэффициентов ударной ионизации электронов  $\alpha_n$  и дырок  $\alpha_p$  от напряженности электрического поля  $E$  в „слабых” полях, где ионизация именно через глубокие уровни может преобладать над межзонной. Отсутствие экспериментальных данных связано с тем, что наиболее распространенный метод определения  $\alpha(E)$  — метод фотоумножения — не обладает необходимой для этой цели чувствительностью. Даже в наиболее изученном материале — кремнии — минимальные значения коэффициентов ударной ионизации, полученные в работах [1, 2], составляют  $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ , что в данном случае оказывается недостаточным. Вместе с тем, теоретические работы (описанные, например, в обзорной работе [3]) предсказывают значительное изменение параметров  $\alpha_0$  и  $E_0$  в зависимости

$$\alpha(E) = \alpha_0 \exp(-E_0/E) \quad (1)$$

при понижении напряженности поля до значений, когда наибольший вклад будет вносить ионизация через глубокие уровни.

В настоящей работе для определения коэффициентов ударной ионизации глубокой примеси  $Au$  в  $Si$  в „слабых” полях использовался метод, основанный на разогреве основных равновесных носителей заряда в квазинейтральной области (НО) обратносмещенного диода мощным СВЧ-полем до энергий, превышающих порог ударной ионизации [4]. Величина напряжения обратного смещения выбиралась такой, чтобы положительная полуволна СВЧ-напряжения не смещала р-п переход в прямом направлении, т.е. исключалась инжекция неосновных носителей. Таким образом, усредненный по периоду СВЧ-ток обуславливался дрейфом неосновных носителей и определялся только актами ионизации, что позволяло определить число последних по заряду, перенесенному за период действия СВЧ-колебаний. Большой по амплитуде СВЧ-ток, обусловленный током смещения в области пространственного заряда (ОПЗ), легко отфильтровывался радиотехническими средствами от среднего тока рожденных ионизацией неосновных носителей. В свою очередь, поскольку концентрация основных носителей в НО в любой момент времени на много порядков превышала концентрацию неосновных, ионизация практически является (в зависимости от типа

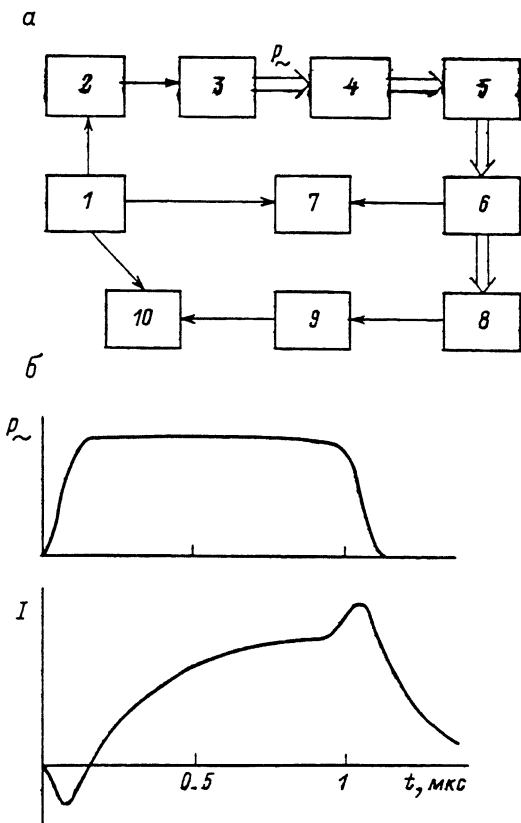


Рис. 1. а) Блок-схема измерительной установки. 1 - задающий генератор, 2 - модулятор, 3 - магнетрон, 4 - ферритовый вентиль, 5 - переменный аттенюатор, 6 - направленный ответвитель, 7 - широкополосный осциллограф, 8 - резонатор с исследуемым образцом, 9 - фильтр низкой частоты, 10 - осциллограф. б) Зависимости поглощенной мощности  $P_{\sim}$  и среднего тока  $I$  через диод от времени.

проводимости базовой области) чисто электронной, либо чисто дырочной. Все вышеизложенное обеспечило высокую чувствительность используемого метода для определения коэффициентов ударной ионизации: в описываемом эксперименте величина  $\alpha_n$  определялась до значений порядка  $10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , т.е. почти на три порядка меньших, чем во всех известных экспериментах.

Эксперимент проводился на  $p^+np^+$  структурах кремния, выполненных по диффузионной технологии. Толщина  $p$ -базы составила 250 мкм, глубина  $p^+n$  перехода - 30 мкм. Концентрация донорной

примеси в базе  $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Площадь p-p перехода равнялась  $0,1 \text{ см}^2$ .

Для исследования ионизации через глубокие уровни были изготовлены образцы двух типов: в первые специально не вводили примеси, дающие глубокие уровни, а во вторые провели диффузию золота с поверхности образцов в течение 30 минут при температуре  $880^\circ \text{C}$ . Измерения DLTS -методом показали, что концентрация в этих образцах составила  $N_t \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  с положением уровня в запрещенной зоне  $E_t = E_c - 0,54 \text{ эВ}$ . В образцах первого типа концентрация глубоких уровней не превышала  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Измерения коэффициентов ударной ионизации проводились на установке, описанной в работе [5], схема которой представлена на рис. 1, а. Мощность подаваемого на диод СВЧ-излучения регулировалась переменным аттенуатором и составляла в импульсе длительностью 1 мкс от единиц до десятков киловатт. Величина обратного смещения изменялась в пределах  $U_0 = 250-750 \text{ В}$ . Типичная осциллограмма среднего тока  $I$  через диод и зависимость поглощаемой в диоде мощности  $P_{\text{д}}$  от времени показаны на рис. 1, б. Интерпретация формы кривой  $I(t)$ , а также алгоритм вычислений коэффициента ударной ионизации по величине прошедшего через диод заряда описаны в работе [4]. Значение напряженности электрического поля в НО вычислялось из величины поглощенной мощности по методике, изложенной в работе [6].

Результаты эксперимента в виде зависимости усредненного за период коэффициента ударной ионизации электронов в  $Si$  от обратной величины напряженности электрического поля представлены на рис. 2. Из графиков видно, что зависимость  $\alpha_n(E)$  для образцов с глубокими уровнями (кривая 2) хорошо описывается формулой, аналогичной формуле (1) для межзонной ионизации, но с другими коэффициентами  $\alpha_{0t}$  и  $E_{0t}$ . Формула (1) должна соответствовать кривой 1, значения которой получены для образцов без глубоких уровней. Следует, однако, отметить, что наклон  $'$  этой кривой, определяющий параметр  $E_0$ , несколько отличается от приведенных в работах [1, 2] в области больших полей. На наш взгляд, это может быть обусловлено наличием систематической ошибки в определении величины напряженности электрического поля, создаваемого СВЧ-излучением. Как указывалось выше, СВЧ-поле определялось по методике, изложенной в [6]. Однако в этой работе модель рассчитывалась для случая прямоугольной геометрии, тогда как в эксперименте использовались цилиндрические образцы. Кроме того, исследуемая область полей является переходной для двух рассматриваемых в [6] случаев ( $E \gg E_S, E \leq E_S$ ), следовательно, в этой области расчет дает наибольшую погрешность.

В связи с этим была проведена корректировка параметров кривой 1 экстраполяцией результатов [2] на исследуемую область, т.е. образец без примеси Au играл роль калибровочного (кривая 1'). В соответствии со скорректированными значениями напряженности электрического поля была построена зависимость 2' для образца

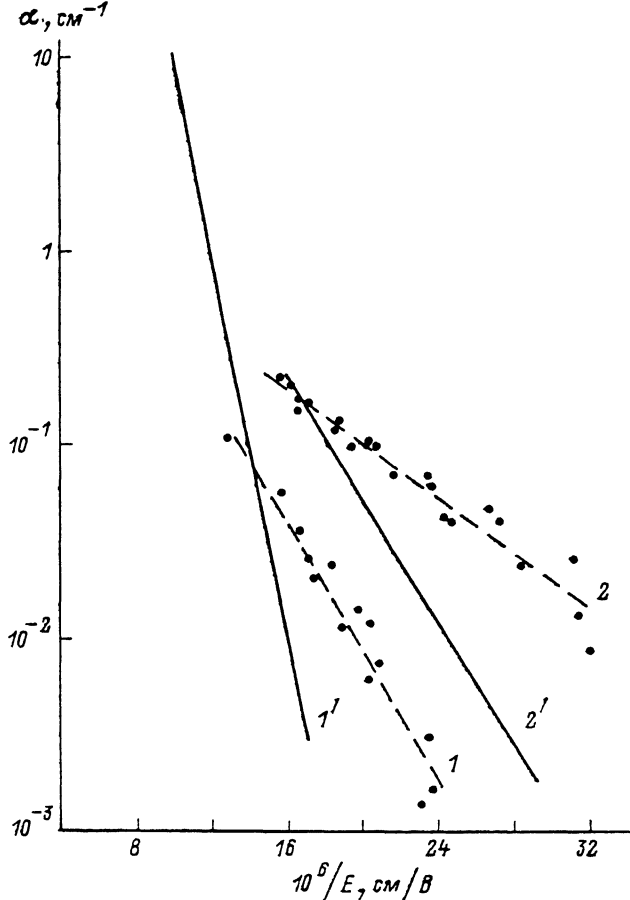


Рис. 2. Зависимость коэффициента ударной ионизации от напряженности электрического поля. Кривые 1, 2 рассчитаны по результатам [5]. Кривые 1', 2' - по зависимости  $\alpha(E)$  [2]. Результаты 1, 1' получены на образце без глубокой примеси, 2, 2' - на образце с примесью  $Au$   $N_t=10^{14}$   $cm^{-3}$ .

с  $Au$ . Полученные результаты позволяют определить параметры ударноионизационного процесса через глубокие уровни золота в  $Si$ :

1) Величина  $E_{ot}$  составляет (для кривой 2')  $\approx 3 \cdot 10^5$  В/см, причем хорошо выполняется соотношение модели Шокли

$$\frac{E_{ot}}{E_0} \approx \frac{\Delta E_t}{\Delta E_i},$$

где для межзонной ионизации (кривая 1')  $E_0=1.1 \cdot 10^6$  В/см,  $\Delta E_i$  ( $\approx 1.5 \Delta E_g$ ) - порог ударной ионизации зона-зона в  $Si$ , а  $\Delta E_t$  - порог ударной ионизации через уровень, даваемый примесью  $Au$  в кремнии.

2) Коэффициент  $\alpha_{ot} \approx 10 \text{ см}^{-1}$ ; из соотношения  $\alpha_{ot} \approx \tilde{\sigma}_t N_t$  сечение ионизации золота в  $Si$   $\tilde{\sigma}_t \sim 10^{-13} \text{ см}^2$ .

Следует отметить, что это значение существенно превышает оценки, получаемые из водородоподобной модели сечения ионизации примесных атомов  $\tilde{\sigma}_t \sim 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  [7].

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально исследована ударная ионизация в  $Si$  через глубокие уровни в запрещенной зоне, определены параметры этого процесса  $\alpha_{ot}$  и  $\tilde{\sigma}_{ot}$  и показано, что зависимость  $\alpha_{nt}(E)$  хорошо описывается моделью Шокли, а также проведена оценка сечения ионизации  $Au$  в кремнии.

В заключение авторы выражают благодарность И.А. Смирновой и Д.И. Шеметило за изготовление образцов и А.Д. Ременюк за проведение  $\mathcal{DLTS}$ -измерений.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] О г а в а Т. // J. Appl. Phys. 1965. N 7. P. 473-484.
- [2] Кузьмин В.А., Крюкова Н.Н., Кюреган А.С., Мнацаканов Т.Т., Шуман В.Б. // ФТП. 1975. № 4. С. 735-739.
- [3] R o b b i n s D.J. // Phys. stat. sol. (b). 1980. V. 98. N 1. P. 11-36.
- [4] Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф., Крикленко А.В., Шендерей С.В. Препринт ФТИ АН СССР № 1168, Л., 1987. 35 с.
- [5] Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф., Крикленко А.В. // ФТП. 1982. Т. 16. № 10. С. 1729-1733.
- [6] Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф., Крикленко А.В. // ФТП. 1982. Т. 16. № 9. С. 1572-1579.
- [7] Даргис А.Ю., Жураускас С.В. // ФТП. 1988. Т. 22. № 3. С. 455-459.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
17 октября 1989 г.