

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В КРЕМНИИ В СЛАБЫХ ПОЛЯХ

Грехов И. В., Зазулин С. В., Кардо-Сысоев А. Ф.

Предложен новый метод определения коэффициентов ударной ионизации электронов α_n и дырок α_p в полупроводниках в слабых ($E < 10^5$ В/см) электрических полях. Метод основан на регистрации тока неосновных носителей, рожденных за счет ударной ионизации в квазинейтральной области (НО) обратносмещенного диода при подаче на него мощного импульса СВЧ колебаний. Для области малых значений коэффициентов ударной ионизации ($\alpha < < 1$ см⁻¹) разработан простой алгоритм вычисления $\alpha(E)$ по измеренным значениям среднего тока через диод и падающего на диоде СВЧ напряжения. То, что ионизация ведется практически только одним типом носителей (основными носителями в НО), т. е. отсутствует проблема разделения вкладов электронов и дырок в ударную ионизацию, обусловило высокую чувствительность метода.

В результате исследований определена зависимость $\alpha_n(E)$ в кремнии в недоступном для других методов диапазоне значений $\alpha = 10^{-3} \div 10^{-1}$ см⁻¹. Показано, что полученные результаты хорошо согласуются с предсказанным теорией переходом от межзонной ионизации к многоступенчатой через глубокие промежуточные уровни в запрещенной зоне полупроводника, однако выяснение природы этих уровней требует дальнейших исследований.

Для описания процессов в полупроводниках фундаментальным параметром является полевая зависимость коэффициентов ударной ионизации электронов α_n и дырок α_p . Определению этих зависимостей посвящено несколько десятков экспериментальных работ, однако все они проводились для области сравнительно высоких полей. Отсутствие экспериментов в области слабых полей связано с ограниченной чувствительностью стандартных экспериментальных методов, из которых основным является метод фотоумножения. Минимальные значения α , достигнутые этим методом в экспериментах на кремнии, составляют единицы см⁻¹ при полях $8 \div 9 \cdot 10^4$ В/см [1, 2]. В то же время исследования процессов ударной ионизации в области более слабых полей имеют значительный интерес, поскольку при этом можно было бы экспериментально исследовать, например, процессы многоступенчатой ионизации через глубокие уровни, которые в слабых полях, в принципе, могут преобладать над межзонной ионизацией [3]. Эти процессы, в частности, могут быть определяющими при возбуждении быстрых ионизационных волн в полупроводниках [4]. В [5] был предложен метод изменения $\alpha(E)$, основанный на регистрации ионизационного тока, создаваемого при разогреве свободных носителей мощным импульсным СВЧ полем, позволивший определить зависимость $\alpha(E)$ для электронов в Si вплоть до $\alpha_n = 3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ при $E = 4 \cdot 10^4$ В/см. Однако метод имел существенный недостаток, связанный со сложностью определения напряженности электрического поля в исследуемой структуре по величине поглощенной СВЧ мощности [6, 7]. Возникающие трудности были обусловлены не только и даже не столько большим объемом вычислений, сколько необходимостью целого ряда физических допущений и ограничений. Это приводит к увеличению погрешности и снижает достоверность полученных результатов. Возникающая по этим причинам неоднозначность интерпретации экспериментальных данных отмечалась в [8].

В настоящей работе описана методика определения $\alpha(E)$, основанная на том же принципе генерации носителей СВЧ полем, но позволившая более просто и надежно определять величину E в области ионизации.

Измерения проводятся на высоковольтных диодных структурах (D) с резким несимметричным $p-n$ -переходом ($p^+ - n - n^+$ для определения α_n и $n^+ - p - p^+$ для α_p). Исследуемый образец D включается (рис. 1, а) в согласованную линию передачи СВЧ импульса. Источник постоянного напряжения U_0 смещает диод D в обратном направлении так, чтобы исключить возможность появления прямого смещения за полужительный период СВЧ волны и, следовательно, инжекцию неосновных носителей через $p-n$ -переход. СВЧ волна создает переменное поле как в области пространственного заряда (ОПЗ), так и в квазинейтральной области (НО) низко легированного (базового) слоя диода (рис. 1, б) и разогревает свободные носители до энергий, достаточных для ударной ионизации. Ток созданных таким образом неосновных носителей I_n (динамика движения

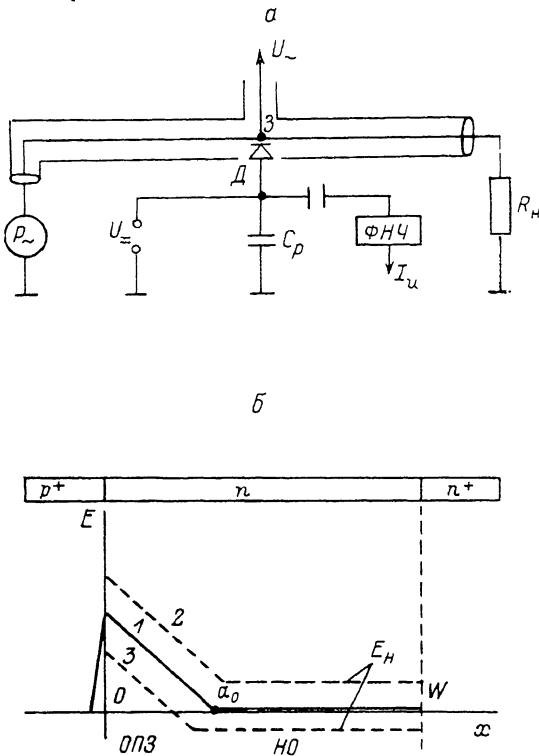


Рис. 1. Принцип измерения тока ионизации I_n и падающего на диоде СВЧ напряжения $U_~$ (а); распределение поля в области пространственного заряда (ОПЗ) и в квазинейтральной области (НО) в n -слое обратносмещенного $p^+ - n - n^+$ -диола в различные полупериоды СВЧ напряжения (б). $U_~$: 1 — 0, 2 — >0 , 3 — <0 . E_n — поле в НО.

неосновных носителей в базовой области диода под воздействием переменного и постоянного напряжений описана в приложении работы [5]) с помощью фильтра низкой частоты отделяется от большего по величине СВЧ тока основных носителей, а коэффициент ударной ионизации в веществе рассчитывается по величине прошедшего заряда неосновных носителей.

Напряженность электрического поля в образце определяется из значения приложенного к диоду СВЧ напряжения $U_~$. Возможность использования самого понятия «падения напряжения» на исследуемой структуре была обоснована в работе [6], в которой на основании электродинамического подхода было показано, что при используемой частоте $f_{\text{СВЧ}} \sim 1$ ГГц и выбранных размерах образца поле в базе является практически однородным и поперечным. Такой подход позволяет гораздо проще вычислять распределение электрического поля в базовой области диода, чем по величине поглощаемой мощности [5], а главное, требует минимального количества допущений. Потенциал электромагнитной волны в зоне расположения образца (напряжение) измеряется с помощью емкостного зонда Z (рис. 1, а) с калиброванным коэффициентом ослабления на рабочей частоте. Если емкость развязывающего конденсатора C_p выбрать много большей (при всех параметрах эксперимента) емкости обедненной области $p-n$ -перехода, то практически все измеренное напряжение оказывается приложенным к исследуемому диоду D . Коэффициент ослабления должен быть достаточно большим, чтобы предотвратить влияние зонда на распространение волны в линии.

Таким образом, методика заключается в измерении падающего на диоде СВЧ напряжения $U_~$ и протекающего через него среднего тока ионизации I_n , с последующим вычислением по этим параметрам искомых значений E и α_n .

2. Экспериментальная установка

Блок-схема установки приведена на рис. 2. Пунктиром отмечены элементы, не используемые непосредственно для измерения U_- и I_+ , а служащие для контроля за ходом эксперимента. Генераторный блок практически не отличается от описанного в [5, 7, 8], однако его экранировка была значительно улучшена, что позволило резко снизить наводки в регистрирующей части. Этот блок формирует импульсы СВЧ колебаний длительностью 1 мкс с частотой $f_{\text{СВЧ}} = 0.93$ ГГц. Время нарастания и спада огибающей СВЧ мощности $\tau_{\text{ф}} \approx \tau_{\text{с}} \leq 100$ нс. Максимальная мощность в импульсе на выходе без существенного искажения формы сигнала составляет примерно 150 кВт.

Сформированный сигнал, амплитуда которого регулируется аттенюатором (4), подается на вход измерительного блока, представляющего собой согласованный переход с коаксиальной на несимметричную воздушную полосковую линию (8). В центре заземленной части линии сделано отверстие, через которое к полоску подсоединяется напаянный на держатель образец D . Величина за-

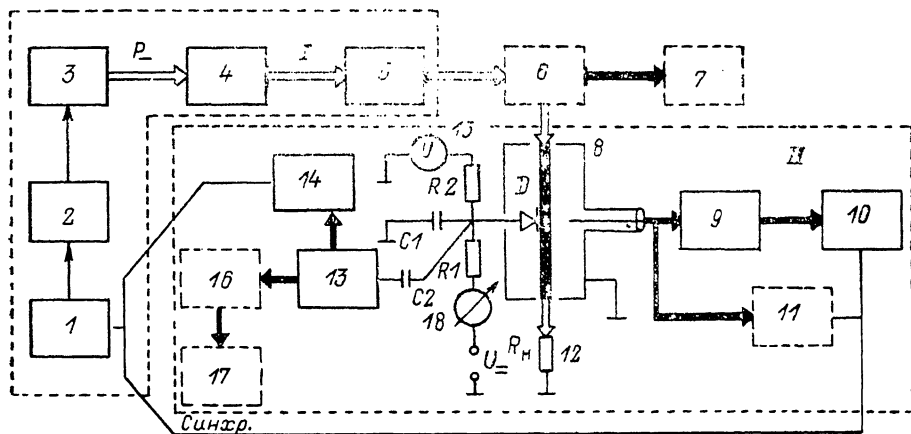


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки.

I — генераторный блок. 1 — задающий генератор Г5-15, 2 — модулятор, 3 — магнетрон, 4 — переменный аттенюатор Д2-13, 5 — ферритовый вентиль, 6 — направленный ответвитель. II — измерительный блок. 8 — измерительная головка, 9 — детекторная головка, 10, 14 — цифровые осциллографы С9-8, 7, 11, 17 — скоростные осциллографы С7-15, 12 — согласованная нагрузка, 13 — фильтр низкой частоты, 15 — цифровой вольтметр, 16 — фильтр высокой частоты, 18 — микроамперметр.

пирающего напряжения U_- , приложенного к диоду через ограничивающее сопротивление $R1$, определяется высокоомным цифровым вольтметром V (15). Такое конструктивное исполнение, а также то, что вследствие малых размеров образца выполняется условие $Z_D \gg R_n$ (где Z_D — импеданс диода на рабочей частоте $f_{\text{СВЧ}}$), позволяет достаточно хорошо согласовать линию ($K_{\text{СВН}} \approx 1.3$).¹ Падающую и отраженную волны можно наблюдать с помощью направленного ответвителя (6), который также дает возможность визуально контролировать наличие высших гармоник в спектре сигнала. Снижение уровня наводок из-за улучшения экранировки позволило перейти к цифровой регистрации I_+ и U_- (10, 14). Так как на цифровых осциллографах невозможно обрабатывать сигналы СВЧ диапазона, для измерения U_- используется калиброванная детекторная головка (9) с диодом типа АА112А, имеющим линейную детекторную характеристику в рабочей области напряжений (1 ÷ 15 В).

Была также предусмотрена возможность проверки формы сигналов на широкополосном осциллографе С7-15 (11, 17).

¹ Следует отметить, что данная схема позволяет проводить измерения и в режиме стоячей волны, так как расстояние между образцом и зондом составляет несколько мм при длине волны $\lambda_{\text{СВЧ}} = 30$ см.

Фильтрация тока основных носителей, т. е. отделение среднего тока от СВЧ тока, осуществляется LC-фильтром низких частот шестого порядка (13) с частотой среза 50 МГц. Отсутствие СВЧ тока в отфильтрованном сигнале контролировалась широкополосным осциллографом (17). Контроль постоянного тока утечки исследуемой структуры производится стрелочным микроамперметром М2003 (18).

Описанная установка позволяет регистрировать средний ток через диод до долей миллиампера с погрешностью, не превышающей 20 %. Максимально допустимое СВЧ напряжение ограничено пробоями в линии передачи и составляет $U_{\text{max}} \approx 2$ кВ. Погрешность определения U лежит в пределах 10 %

3. Определение коэффициентов ионизации и напряженности электрического поля

Рассмотрим методику определения коэффициента ударной ионизации электронов α_n на структурах $p^+ - n - n^+$ -типа; определение α_p отличается только заменой $p \rightleftharpoons n$ и использованием $n^+ - p - p^+$ -структур.

Расчет проведем при следующих допущениях.

а) Степень легирования p^+ (N_d^+)- и n^+ (N_d^+)-областей много больше степени легирования базовой области N_d : $N_d^+ \gg N_d \ll N_d^+$. Тогда все приложенное к диоду напряжение, как СВЧ, так и U_+ , падает на низколегированной n -области.

б) Поскольку определяется коэффициент ионизации в слабых полях, положим, что темп ионизации достаточно мал, так что концентрация рожденных носителей в любой момент времени много меньше концентрации основных носителей в нейтральной области n -слоя (НО) $p \ll N_d$. Отсюда следует, что темп ионизации в НО определяется только концентрацией основных носителей $n = N_d$ и одинаков во всем объеме НО.

в) Приращение тока вследствие ударной ионизации в области объемного заряда (ОПЗ) мало. Это условие основывается на том, что, хотя максимальная напряженность поля в ОПЗ может быть много выше напряженности поля в НО (E_n , рис. 1, б), концентрация свободных носителей, ведущих ионизацию, в квазинейтральной области намного выше, чем в ОПЗ.

Оценка выполнения в эксперименте условий (а)—(в) будет проведена далее при обсуждении полученных результатов.

Определение $\alpha(E)$ проводится в несколько этапов.

Вычисление напряженности поля в НО. В том случае, когда к диодной структуре приложено напряжение $U = U_+ + AU_m \sin \omega t$ [$A(t)$ — огибающая сигнала СВЧ колебаний, которая меняется от 0 до 1] и рожденные ионизацией электроны и дырки практически не влияют на распределение поля как в НО, так и в ОПЗ, связь между U_- и E_n , согласно рис. 1, б, можно записать в виде

$$E_n W + \frac{qN_d}{2\epsilon} \left[a_0 + \int_0^t v(E_n) dt \right]^2 = U_- + AU_m \sin \omega t, \quad (1)$$

где v — скорость движения основных носителей (электронов) в поле E_n , а интеграл описывает сдвиг границы между ОПЗ и квазинейтральной областью относительно стационарного положения a_0 .

Это уравнение решалось численными методами. Скорость носителей аппроксимировалась известной функцией

$$v(E) = v_s \frac{E}{\sqrt{E_s^2 + E^2}}.$$

На рис. 3, а представлена типичная зависимость $E_n(t)$ в случае, когда огибающая $A(t)$ определяется модельной функцией $A|_{t < 0} = 0$, $A|_{t \geq 0} = 1$. Расчеты показывают, что после переходного этапа длительностью $t_n \sim 2 \div 3$ нс закон изменения электрического поля в НО устанавливается близким к синусоидальному с некоторым сдвигом по фазе ($\Delta\varphi \approx 20 \div 40$ пс) относительно внешнего напряжения $U_-(t)$. Поскольку реальное время нарастания и спада $A(t)$ $\tau_\varphi \approx$

$\approx \tau_c \gg t_n$, с большой точностью можно считать, что временное распределение поля в НО успевает «следить» за огибающей приложенного СВЧ напряжения. Это позволяет записать распределение поля в НО в виде

$$E_n(t) = A E_m \sin \omega t,$$

где $A(t)$ и ω те же, что и для внешней СВЧ волны.

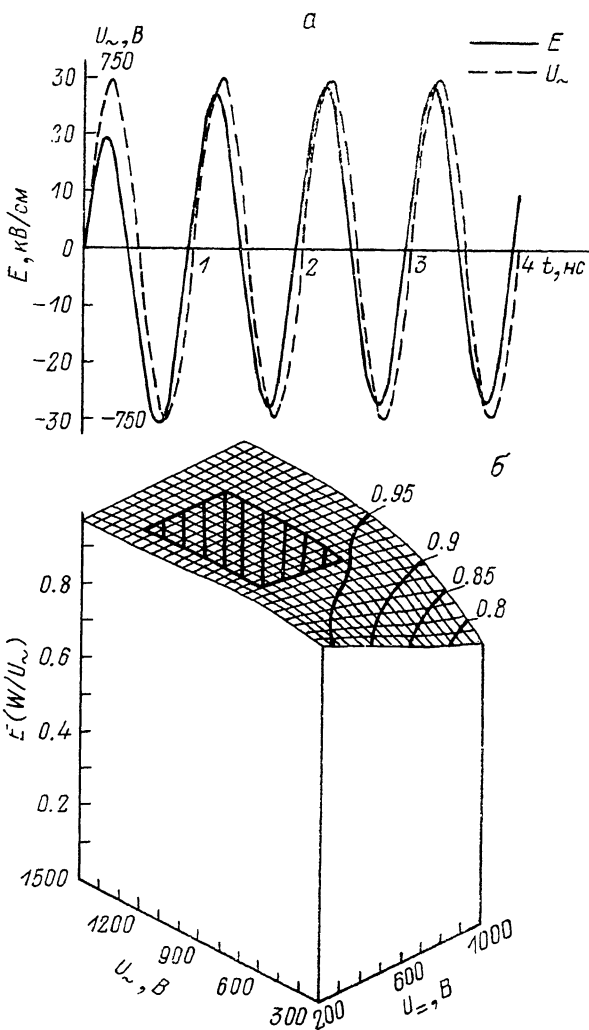


Рис. 3. Временная зависимость величины поля в НО $E_n(t)$ при подаче на диод СВЧ напряжения $f_{\text{СВЧ}} = 1$ ГГц, $U_{\sim} = A \cdot U_m \sin(\omega t)$, где $A|_{t < 0} = 0$, $A|_{t > 0} = 1$, $U_m = 750$ В, $U_{\sim} = 700$ В (а); отношение величины E_n к значению, соответствующему равномерному распределению поля в базовом (низколегированном) слое: $E_0 = U_{\sim}/W$ (W — толщина базового слоя) (б).

Заштрихованная область соответствует диапазону значений, используемых в проведенном эксперименте.

Величину E_m можно определить из графика 3, б, где представлено отношение E_m к $E_0 = U_{\sim}/W$; E_0 соответствует случаю равномерного распределения поля по всей n -области диода. Интересно отметить, что во всем диапазоне используемого в эксперименте набора параметров U_{\sim} и U_{\sim} (заштрихованная часть графика) отклонение E_m от U_{\sim}/W не превышает 5%, т. е. с достаточной для данной методики точностью можно принять

$$E_u(t) = A \frac{U_{\sim}}{W} \sin \omega t. \quad (2)$$

Определение среднего за период СВЧ колебания коэффициента ударной ионизации. Для нахождения коэффициента ударной ионизации по величине измеренного в эксперименте среднего тока воспользуемся уравнением неразрывности для средних значений концентрации неосновных носителей

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\bar{p}}{\tau_p} + G, \quad (3)$$

где τ_p — время жизни неосновных носителей (дырок), $G = \bar{\alpha} N_d v_s$ — функция генерации, $\bar{\alpha}$ — среднее значение коэффициента ударной ионизации. Интегрируя (3) с учетом сделанных выше предположений о том, что средний ток через внешнюю цепь определяется только рожденными в НО неосновными носителями и функция генерации однородна по координате, получим (рис. 1, б)

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{\tau_p} = \frac{I_u}{S} + qG(W - a_0), \quad (4)$$

где $Q = \int_{W-a_0}^W \bar{p} dx$ и $j_p|_{x=W} = 0$ (j_p — плотность дырочного тока), S — площадь образца.

Формула (4) не совсем точна из-за того, что граница между ОПЗ и НО, как следует из (1), не соответствует точке a_0 , а колеблется вокруг нее с частотой, равной $f_{\text{СВЧ}}$. Однако при расчетах $E_n(t)$ было найдено, что максимальный сдвиг относительно a_0 составляет $20 \div 30$ мкм при толщине n -слоя $W \sim 250$ мкм, т. е. погрешность (4) не должна превышать 10% .

Решая уравнение (4) с учетом того, что $Q|_{t > \tau_n} = 0$ и $\tau_p \gg \tau_n$, где τ_n — время протекания ионизационного тока, получаем искомую зависимость $\bar{\alpha}$ от I_u :

$$\bar{\alpha} = \int_0^{\tau_n} I_u dt [\tau_n q N_d v_s S (W - a_0)]^{-1}; \quad (5)$$

интеграл вычисляется из осциллограммы среднего тока.

Расчет зависимости мгновенного значения коэффициента ударной ионизации от E_n . Формула (5) определяет значение коэффициента ударной ионизации $\bar{\alpha}$, усредненное за период СВЧ колебаний. Для получения зависимости мгновенного значения коэффициента α от напряженности электрического поля необходимо решить уравнение

$$\dot{\alpha} = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \alpha(t) dt. \quad (6)$$

Используя полученную в предыдущем разделе синусоидальную зависимость $E_n(t)$, (6) можно записать в виде

$$\dot{\alpha} = \frac{4}{T\omega} \int_0^{E_m} \alpha(E) \frac{dE}{\sqrt{E_m^2 - E^2}}, \quad (7)$$

которое решается численно методом последовательных приближений.

4. Результаты эксперимента

Эксперименты проводились на кремниевых $p^+ - n - n^+$ -структурах. Толщина n -базы $W = 250$ мкм, концентрация легирующей примеси $N_d = 10^{14}$ см $^{-3}$, глубина $p^+ - n$ -перехода 70 мкм, поверхностная концентрация примеси в p^+ - и n^+ -областях $N_{dS}^+ = 10^{18}$ см $^{-3}$, $N_{dS}^+ = 10^{19}$ см $^{-3}$. Выполнение условия малости приращения тока за счет ионизации в ОПЗ оценивалось по результатам работы [5], где было показано, что при ионизации в НО время выхода I_u на стационарное состояние t_c превышает время нарастания СВЧ мощности τ_d , тогда как

при ионизации в ОПЗ зависимость должна быть обратной. В нашем эксперименте всегда выполнялось условие $t_c > \tau_\phi$. Оценка концентрации неосновных носителей в базовой области диода, сделанная по величинам среднего тока ионизации и заряда, вынесенного диффузией после окончания СВЧ импульса, показывает, что максимальное значение $p \leq 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3} \ll N_d$. Диаметр образца $d=2.5$ мм, что соответствует при используемых значениях $U_s = 300 \div 700$ В неоднородности поля по радиусу $\Delta E/E \approx 3\%$ [7].

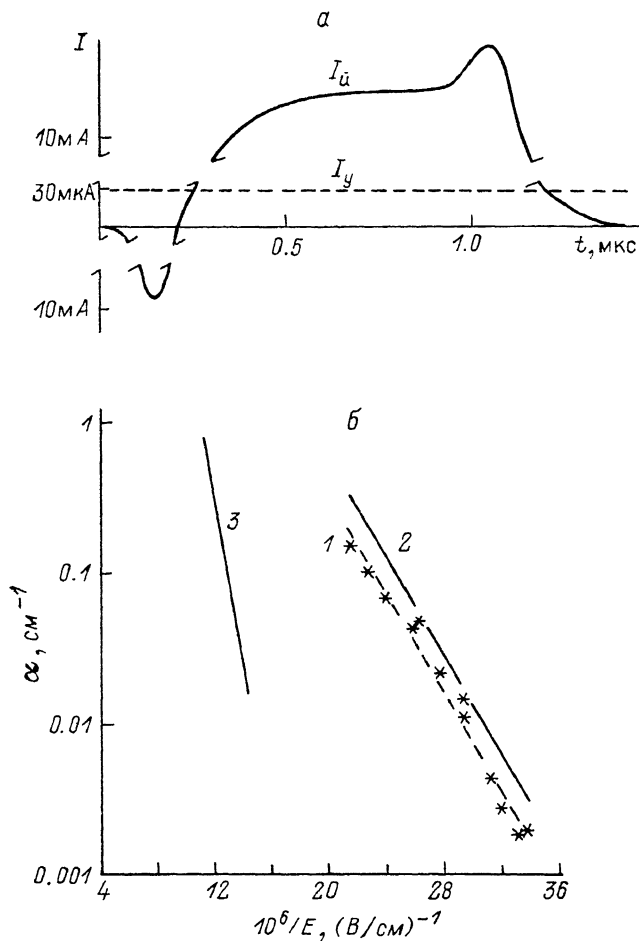


Рис. 4. Форма импульса среднего тока I_u , регистрируемого в эксперименте при $U_s=300$ В и $U_m=1000$ В, и стационарный ток утечки диода I_v при запирающем напряжении $U_s=1300$ В (а); зависимость коэффициента ударной ионизации от величины электрического поля (б).

Точки — экспериментальные данные. 1 — среднее значение за период СВЧ волны (а), 2 — «истинное» значение α , 3 — экстраполяция из области сильных полей ($E > 10^6$) зависимости $\alpha_n(E)$ в Si [8].

Неравномерность плоской части огибающей СВЧ сигнала $< 5\%$, уровень высших гармоник в спектре сигнала оставался ниже порога различимости $\leq 10\%$. Величина СВЧ тока, прошедшего через ФНЧ, по отношению к среднему току не превышала 1% . Оценка доли стационарного тока утечки диода в регистрируемом сигнале проводилась следующим образом. В исследуемых высоковольтных кремниевых структурах стационарный ток утечки составлял $I_v \leq 10$ мкА при запирающем напряжении $U_s=1000$ В и $I_v \leq 30$ мкА при $U_s=1300$ В. На этом образце были проведены измерения среднего тока при $U_s=300$ В и $U_m=1000$ В, т. е. максимальное падение напряжения на диоде не превышало 1300 В. Полученная зависимость $I(t)$ для этого случая представлена на рис. 4, а (объяснение наблюдаемой формы сигнала приведено в [5]).

Видно, что величина тока при приложении СВЧ сигнала на 3 порядка превосходит стационарный ток утечки прибора при том же амплитудном значении напряжения.

Определенная по описанной выше методике зависимость коэффициентов ударной ионизации для электронов в кремнии от напряженности поля в диапазоне 30—60 кВ/см приведена на рис. 4, б [кривая 1 для α , 2 — «истинное» $\alpha_n(E)$]. Можно отметить, что форма кривой $\alpha_n(E)$ описывается стандартной зависимостью модели Шокли

$$\alpha = \alpha_{\infty} \exp(-b/E).$$

Однако параметры этой зависимости α_{∞} и b существенно отличаются от полученных для межзонной ионизации в области сильных полей [9] (экстраполяцией этой зависимости в исследуемую область является кривая 3 на рис. 4, б). По наклону кривых 2 и 3 на рис. 4, б можно найти энергию порога ионизации E_i для полученной зависимости $\alpha_n(E)$, принимая для межзонной ионизации в Si значение $E_{i0} = 1.5\Delta E_g$ [9]. Полученное значение $E_i \approx 0.55 \div 0.6$ эВ хорошо согласуется с моделью многоступенчатой ионизации через промежуточный уровень, расположенный вблизи середины запрещенной зоны. Однако в этом случае величина $\alpha_{\infty} = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$, которая выражается как $\alpha_{\infty} = N_c S_c$, приводит к неожиданно большой концентрации участвующих в ионизации примесных центров N_c и (или) большому сечению ионизации S_c . Вместе с тем проведенные по стандартной методике [10] DLTS-измерения не выявили существования каких-либо глубоких уровней с концентрацией $N_c > 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Если принять это ограничение на N_c , то получим гигантское значение $S_c \sim 10^{-9} \text{ см}^2$, что на много порядков превышает оценку на основе водородоподобной модели $S_c \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ (см., например, [11]). Существование такого расхождения требует специального исследования. Можно высказать предположение, что уровни, через которые идет ударная ионизация, обладают очень малыми сечениями захвата для тепловых носителей и очень большим временем перезарядки, не вписывающимися в стандартные DLTS-методы.

Таким образом, описанная методика имеет чувствительность примерно на 3 порядка большую, чем обычно используемые, и позволяет определять значения $\alpha(E)$ для электронов и дырок в полупроводниках до $\alpha = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Ударная ионизация ведется практически только одним типом носителей (электронами либо дырками в зависимости от типа проводимости высокоомного слоя в диоде), и, следовательно, отсутствует проблема «загрязнения» одного типа ионизации другим, являющаяся одной из основных для метода фотоумножения.

Авторы выражают благодарность Д. И. Шеметило и И. А. Смирновой за помощь в изготовлении образцов, М. Г. Толстоброву за проведение DLTS-измерений и Л. С. Берману за участие в обсуждении результатов.

Список литературы

- [1] Ogawa T. // J. Appl. Phys. 1965. N 7. P. 473—484.
- [2] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735—739.
- [3] Robbins D. J. // Phys. St. Sol. (b). 1980. V. 98. N 1. P. 11—36.
- [4] Grekhov I. V., Kardo-Sysoev A. F., Kostina L. S., Shenderoy S. V. // Electron. Lett. N 17. 1981. P. 422—423.
- [5] Грехов И. В., Кардо-Сысоев А. Ф., Крикленко А. В., Шендерей С. В. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. 1990. Л., № 1168.
- [6] Грехов И. В., Кардо-Сысоев А. Ф., Крикленко А. В. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 9. С. 1572—1579.
- [7] Грехов И. В., Кардо-Сысоев А. Ф., Крикленко А. В. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 10. С. 1729—1733.
- [8] Грехов И. В., Зазулин С. В., Кардо-Сысоев А. Ф. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 4. С. 64—68.
- [9] Van Overstraten R., De Man M. // Sol. St. Electron. 1970. N 5. P. 583—607.
- [10] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [11] Даргис А. Ю., Жураускас С. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 455—459.