

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ДЕФЕКТОВ, ОБРАЗОВАННЫХ ПРИ ИОННОЙ  
ИМПЛАНТАЦИИ, МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННО-  
ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

Х. Р. Каздаев, В. В. Краснопевцев, А. Н. Кудышев

УДК 621.315.592:537.534

Проводимость, индуцированная электронами с энергией 0,2–10 кэВ, использована для исследования профиля распределения дефектов (центров рекомбинации), образованных в  $Zr$  при имплантации ионов  $Ar$ .

Для исследования профилей распределения атомов внедренной примеси и радиационных нарушений в ионно-имплантированных слоях используются упругое рассеяние ионов и электронов, метод ядерных реакций, ЭПР, метод радиоактивных изотопов, эффект Холла или измерение электропроводности с последовательным удалением слоев и т.д. В работе /1/ развит метод, в основе которого лежит изменение времени жизни неравновесных носителей заряда, обусловленное радиационными дефектами.

В настоящей работе описан аналогичный метод исследования распределения нарушений и атомов внедренной примеси по глубине в ионно-имплантированных слоях кремния, основанный на возбуждении радиационной проводимости при генерации электронно-дырочных пар электронами различной энергии /2/. Величина измеряемой электронно-индуцированной проводимости непосредственно зависит от времени жизни и подвижности возбужденных носителей заряда, которые, в свою очередь, определяются концентрацией и природой дефектов в исследуемом слое. Изменяя энергию электронов и зондируя таким образом слой по глубине, можно получить, в принципе, информацию о количестве этих дефектов, а также о профиле их пространственного распределения.

В методе используется распределение ионизационных потерь энергии электронов по глубине  $G(z)$ , характер которого для материалов с низким атомным номером, подобных Si, описывается выражением /1/

$$G(z) = (1 - f)E\lambda(q)/R(E), \quad q = z/R(E). \quad (I)$$

Пробег электронов  $R(E)$  и функция Грина  $\lambda(q)$  для Si - экспериментально определяемые величины, и поэтому выражение (I) должно хорошо воспроизводить профиль распределения генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике.

Нормированную функцию Грина можно представить в виде полинома, не зависящего от энергии электронного пучка:

$$\lambda(q) = 5,69q^3 - 12,40q^2 + 6,21q + 0,6, \quad 0 \leq q \leq 1,1. \quad (2)$$

Пробег электронов описывается выражением:

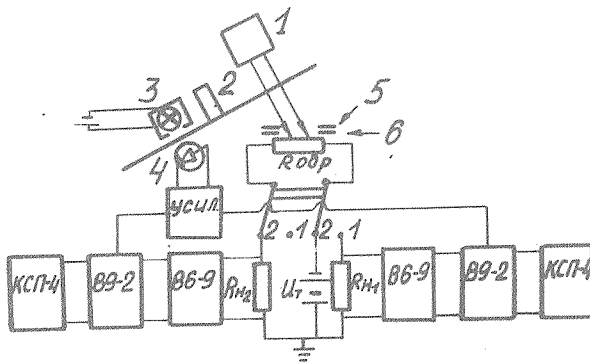
$$R(E) = (\beta/\rho)E^{1,75}, \quad (3)$$

где  $\beta = (4,28 \pm 0,28) \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^2$ ,  $\rho$  - плотность подложки, а  $E$  - энергия электронов в кэВ,  $f = 0,08$  и представляет собой долю энергии обратно рассеянных электронов.

Для получения профиля распределения дефектов в слое необходимо установить связь между их количеством и соответствующей величиной радиационной проводимости в зависимости от энергии электронов, т.е. от глубины. Это можно сделать через вероятность регистрации возбужденных носителей  $p(z)$ , которая представляет собой вероятность того, что носители, генерированные на глубине  $z$ , дают вклад в радиационную проводимость  $\sigma$ . Если в первом приближении предположить, что вероятность регистрации  $p(z)$  обратно пропорциональна концентрации дефектов на исследуемой глубине ( $p \sim N_d^{-1}$ ), то зависимость  $N_d$  от  $z$  даст профиль распределения дефектов по глубине. Вероятность  $p(z)$ , в свою очередь, можно определить из следующего выражения:

$$\sigma(E) = \int_0^{1,1R(E)} G(z)p(z)dz, \quad (4)$$

где  $\sigma(E)$  - значение радиационной проводимости для электронов с энергией  $E$ .



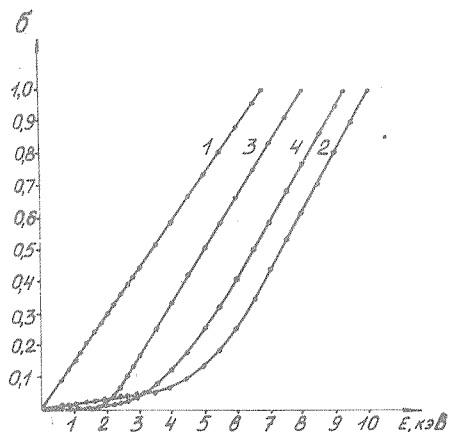
Р и с. 1. Блок-схема экспериментальной установки для измерения радиационной проводимости: 1 - электронная пушка; 2 - модулятор; 3 - источник света; 4 - фотодиод; 5 - диафрагма; 6 - линза

Схема эксперимента показана на рис. 1. Поток электронов от электронной пушки 1 с энергией, регулируемой в пределах 0,2 - 10 кэВ, проходит через модулятор 2, и через диафрагму 5 падает на образец под углом  $53^\circ$  к поверхности. Для исключения ошибок, связанных со вторичными электронами, между диафрагмой и образцом установлена запирающая линза 6 с потенциалом  $-50$  В. Измерительная часть схемы имеет два канала. При переводе переключателя в положение 1 или 2 с сопротивлений нагрузки  $R_{H1}$  или  $R_{H2}$  снимается сигнал, пропорциональный соответственно току падающих на образец электронов или радиационной проводимости.

Измерения проводились в режиме максимальной чувствительности, когда сопротивление нагрузки подбиралось примерно равным

сопротивлению образца. Общий ток электронов, падающих на образец, не превышал 0,01 мкА.

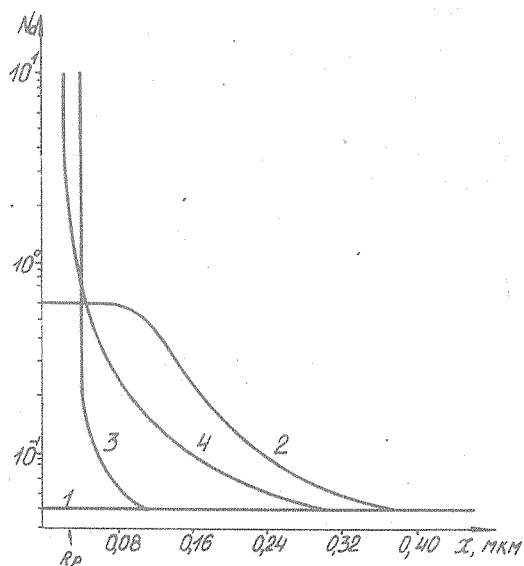
Для исследования использовался монокристаллический Si p-типа с удельным сопротивлением 3 кОм·см в виде пластин с ориентацией по плоскости (111) размером 9х5х0,5 мм<sup>3</sup>. Внедрение ионов Ag с энергией 30 кэВ и дозой 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> проводилось при комнатной температуре. Плотность тока ионного пучка за время имплантации составляла в среднем 1 мкА/см<sup>2</sup>. Никаких мер для предотвращения каналирования ионов Ag не принималось. Термический отжиг проводился при температурах 500 и 950 °С соответственно в течение 0,5 и 3 ч.



Р и с. 2. Зависимость радиационной проводимости  $\sigma$  (отн. ед) от энергии электронов  $E$  для исходного образца (1), после имплантации ионов Ag с энергией 30 кэВ и дозой 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> (2), после отжига при 500 °С в течение 30 мин (3) и при 950 °С в течение 3 ч (4)

На рис. 2 показаны нормированные кривые радиационной проводимости  $\sigma$  в зависимости от энергии падающих электронов  $E$  для исходного кристалла (кривая 1), после имплантации Ag (кривая 2) и после отжига при 500 и 950 °С (кривые 3 и 4). Про-

фили распределения концентрации  $N_d$  радиационных дефектов (времени жизни неравновесных носителей заряда), рассчитанные по (4), показаны на рис. 3 (обозначения те же).



Р и с. 3. Профили распределения концентрации  $N_d$  радиационных дефектов (времени жизни неравновесных носителей заряда), рассчитанные по экспериментальным кривым рис. 2. Обозначения те же, что и на рис. 2

В исходных образцах в диапазоне энергий электронов 0,6 – 10 кэВ наблюдается линейная зависимость  $\sigma$  от  $E$  (см. рис. 2), аналогичная той, которая была получена в монокристаллах Ge [3]. На рис. 3 (кривая 1) этой зависимости отвечает прямая, параллельная оси  $x$ , которая характеризует собой уровень разупорядочения исходного кристалла, обуславливающий наблюдаемое распределение времени жизни неравновесных носителей заряда по глубине. Интересно отметить, что ожидаемый изгиб прямой вблизи поверхности, связанный с поверхностной рекомбинацией, здесь

отсутствует. Это свидетельствует о том, что при данном методе измерения и используемых уровне возбуждения и энергии электронов поверхностная рекомбинация оказывает небольшое влияние на измеряемую проводимость  $\sigma$ . Аналогичные исследования определения нарушений по глубине после имплантации в образце с p-n-переходом показывают /1/, что при скорости поверхностной рекомбинации около  $10^6$  см/с она показывает заметное влияние на величину  $\sigma$  до тех пор, пока время жизни неравновесных носителей заряда в максимуме профиля распределения нарушений не становится меньше  $10^{-12}$  с, что соответствует дозам ионов  $10^{11}$  см $^{-2}$  и выше.

После имплантации зависимость  $\sigma(x)$  резко меняется (кривая 2, рис. 2); математическая обработка этой кривой дает широкий профиль распределения дефектов с глубиной залегания, немного превышающей средний процированный пробег ионов Ag данной энергии  $x_p = 0,0325$  мкм /4/ (см. рис. 3). Часть профиля при  $x < 0,08$  мкм характеризует поврежденный слой, в котором концентрация дефектов настолько высока, что дальнейшее их увеличение не сказывается на форме исследуемой зависимости. При  $x > 0,08$  мкм наблюдается хвост распределения дефектов, обусловленный, вероятно, регистрацией повреждений, созданных каналлированными частицами. Похожие хвосты распределения нарушений в Si после имплантации ионов инертных газов наблюдались в /1/, где высказано предположение о диффузии подвижных дефектов, например, вакансий, вглубь кристалла до захвата их атомами кислорода с образованием стабильных центров атом O - вакансия. После кратковременного отжига при сравнительно невысокой температуре 500 °C профиль распределения  $N_d$  описывает, по всей видимости, распределение внедренных атомов Ag (см. рис. 3). Это предположение следует из того, что при 500 °C основная доля сравнительно простых (точечных) дефектов, созданных при внедрении ионов, отжигается и характер полученной зависимости определяется преимущественно рекомбинацией носителей на атомах Ag, расположенных в междоузлиях. Сужение профиля и уменьшение хвоста распределения обусловлены отжигом простых дефектов структуры и миграцией каналлированных частиц в объем кристалла: их концентрация в этой области оказывается ниже предела чувствительности метода. В слое с максимальной концентрацией внедренных атомов

( $x < 0,04$  мкм)  $\sigma(E)$  стремится к нулю, что характеризует верхний предел чувствительности метода относительно концентрации атомов Ag или любых других центров рекомбинации носителей заряда.

Продолжительный отжиг при температуре  $950^\circ\text{C}$  приводит к расширению профиля (кривая 4, рис. 3), которое обусловлено, по-видимому, диффузией атомов Ag из рекристаллизованного поликристаллического слоя Si толщиной около 0,05 мкм с образованием небольших пузырьков газа, а также появлением областей двойникования после эпитаксиальной рекристаллизации приповерхностного разупорядоченного слоя Si /5/.

Таким образом, в настоящей работе показано, что радиационную проводимость, индуцированную ускоренными электронами, можно использовать для исследования профиля пространственного распределения повреждений, образованных при имплантации, а после их отжига — распределения атомов внедренной примеси. Предлагаемый метод обладает высокой чувствительностью к структурным нарушениям, что позволяет регистрировать хвосты их распределения, глубина залегания которых намного превышает средний проецированный пробег ионов данной энергии. Кроме профиля распределения внедренной примеси, метод дает возможность непосредственно изучать также влияние имплантированных атомов на время жизни неравновесных электронно-дырочных пар в легированных слоях кремния.

Авторы признательны В. С. Вавилову за постоянное внимание к работе.

Поступила в редакцию  
10 мая 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. E. Possin, C. G. Kirkpatrick, J. Appl. Phys., 50, No. 6, 4033 (1979).
2. X. P. Каздаев, В. В. Краснопевцев и др., Краткие сообщения по физике ФИАН № 8, 41 (1981).
3. И. А. Аброян, М. А. Аброян, Физическая электроника. Труды Ленинградского политехнического института им. М. И. Калинина, № 277, М-Л, изд-во "Энергия", 1967 г., с. 121.

4. А. Ф. Буренков, Ф. Ф. Комаров и др., Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей (теория, метод расчета, таблицы). Минск, изд-во БГУ им. В. И. Ленина, 1980 г.
5. P. Revesz et al., J. Appl. Phys., 49, No 10, 5199 (1978).