

РЕКОНСТРУКЦИЯ ГЛУБИННОЙ СТРУКТУРЫ МИКРОТРЕЩИН В КРЕМНИИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ТОМОГРАФИИ НАВЕДЕННОГО ТОКА В РАСТРОВОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ

В. В. Выборнов, И. Е. Бондаренко,¹ С. К. Лихарев, В. П. Трифоненков²

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова; Научно-исследовательский институт ядерной физики, 119899, Москва, Россия
(Получена 28.05.1992. Принята к печати 8.06.1992)

В работе уточняется модель расчета сигнала наведенного тока (НТ), используемая в предложенном ранее методе НТ томографии полупроводниковых объектов, основанном на компьютерной обработке массива НТ изображений, получаемых при различных энергиях электронов зонда растрового электронного микроскопа (РЭМ). Обсуждаются детали тестирования этого метода на реальных полупроводниковых структурах. Рассматриваются результаты практической реконструкции глубинного строения микротрещин в пластинах кремния. Реконструированные сечения качественно совпадают с предсказанными.

Для исследования внутренней микроструктуры полупроводниковых объектов широко применяется метод наведенного тока (НТ) в растровом электронном микроскопе (РЭМ) [1]. Довольно часто, однако, вызывает большие затруднения интерпретация получаемых с его помощью изображений. Это обусловлено пространственно-интегральным характером формирования сигнала НТ (рис. 1). При зондировании исследуемого объекта 1 электронным пучком РЭМ 2 в некотором объеме 3 рождаются неравновесные носители (НН) заряда p - n -пары. Они диффундируют в объекте, захватывая некоторый объем 4. Часть из них рекомбинирует в «свободном пространстве» объекта и на различных структурных элементах b внутри него, часть достигает поверхности, на которой предварительно сформирован тонкий p - n -переход (или барьер Шоттки) 5, потенциальный барьер которого играет роль практически абсолютного коллектора для НН. Регистрируемый таким образом ток несет в себе информацию о подповерхностном распределении рекомбинационных параметров, некоторым образом усредненную по области 4. При этом, очевидно, вклады в сигнал от различных глубинных слоев накладываются, что крайне затрудняет интерпретацию и анализ таких изображений.

Для расчета сигнала НТ в слабонеоднородном объекте обычно используют модель Донолато [2]. В ней для описания функции генерации НН используется приближение «одномерно генерирующего шара». Практика показывает, однако, что для решения задачи реконструкции эта модель недостаточно точна. Нам кажется, что оптимальными параметрами по отношению точности модели к сложности вычислений в данном случае обладает модель генерации НН, предложенная в работе [3],

$$g(r) \equiv g(\rho, z) = g_0 \frac{\Lambda(z/R_d)}{2\pi R_d \sigma^2(z)} \exp[-\rho^2/2\sigma^2(z)], \quad (1)$$

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, 142432, Черно-головка, Россия.

² Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия.

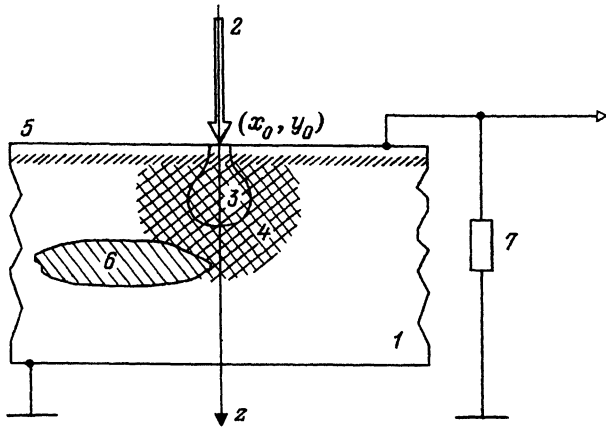


Рис. 1. Схема формирования и регистрации сигнала НТ в РЭМ.

где $g(r)$ — функция плотности генерации НН, $\Lambda(z/R_e) \equiv \Lambda(\xi) = C \exp[-b_1(\xi - b_2)^2]$, $\sigma^2(z) = b_3 z^2 + b_4 \delta_0^2$, $C = 1.74$, $b_1 = 7.5$, $b_2 = 0.3$, $b_3 = 0.1$, $b_4 = 0.36$, z — глубина, $\rho^2 \equiv x^2 + y^2$ — квадрат длины планарной составляющей радиус-вектора r в цилиндрической системе координат, δ_0 — диаметр электронного зонда, g_0 — полная интенсивность генерации НН, равная

$$g_0 = (1/3) I_b \frac{E_0}{E_g}, \quad (2)$$

где I_b — полный ток электронного зонда, E_0 — энергия электронов зонда, E_g — энергия запрещенной зоны, R_e — полная глубина проникновения электронов зонда в образец, вычисляемая, например, по формуле Эверхарта и Хоффа [4].

Решая в линейном приближении уравнение диффузии и рекомбинации НН в пространстве объекта и их коллектирования в поверхностном потенциальном барьере, можно получить [5]

$$I \approx I_0 + I_1, \quad (3)$$

где

$$I_0 = D_0 \int_V g(r) / D_0 \exp(-kz) dr, \quad (4)$$

$$I_1 = -D_0 \int_V k^2 \gamma(r) \rho_0(r) \exp(-kz) dr, \quad (5)$$

$$\gamma(r) \equiv \tau_0 \left[\frac{1}{\tau(r)} - \frac{1}{\tau_0} \right], \quad (6)$$

$\gamma(r)$ — безразмерная функция, описывающая распределение неоднородности времени жизни НН в объекте, $\tau(r)$ — распределение времени жизни НН в объекте, V — полупространство $z \geq 0$, $k \equiv 1/\sqrt{\tau_0 D_0}$, D_0 и τ_0 — соответственно коэффициент диффузии и время жизни НН в однородной части объекта, $\rho_0(r)$ — концентрация НН в этой части, рассчитываемая по формуле

$$p_0(\rho, z) = \int_0^{\infty} \tilde{p}_0(\lambda, z) J_0(\lambda z) \lambda d\lambda, \quad (7)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, а

$$\begin{aligned} \tilde{p}_0(\lambda, z) = & g_0 \frac{BC\sqrt{\pi}}{R_e 2\pi D_0 \eta(\lambda)} \frac{1}{\eta(\lambda)} B_1(\lambda) \sqrt{\beta_1(\lambda)} \exp[\beta_1(\lambda) (\beta_2^2 + \eta^2(\lambda))] \times \\ & \times \left\{ \exp(-\eta(\lambda)z) \left(\exp[2\beta_1(\lambda)\eta(\lambda)\beta_2] \times \right. \right. \\ & \times \left[\Phi \left[\frac{z}{2\sqrt{\beta_1(\lambda)}} - \sqrt{\beta_1(\lambda)}(\beta_2 + \eta(\lambda)) \right] - \Phi \left[-\sqrt{\beta_1(\lambda)}(\beta_2 + \eta(\lambda)) \right] \right] - \\ & - \exp[-2\beta_1(\lambda)\eta(\lambda)\beta_2] \left[1 - \Phi \left[-\sqrt{\beta_1(\lambda)}(\beta_2 - \eta(\lambda)) \right] \right] \left. \right\} + \\ & + \exp(\eta(\lambda)z) \left(\exp[-2\beta_1(\lambda)\eta(\lambda)\beta_2] \times \right. \\ & \times \left. \left[1 - \Phi \left[\frac{z}{2\sqrt{\beta_1(\lambda)}} - \sqrt{\beta_1(\lambda)}(\beta_2 - \eta(\lambda)) \right] \right] \right) \left. \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

$$\Phi(x) \equiv (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi - \text{интеграл Пуассона,}$$

$$B \equiv \exp(-b_1 b_2^2),$$

$$B_1(\lambda) \equiv \exp\left(-\frac{1}{2} \lambda^2 b_4 \delta_0\right),$$

$$\beta_1(\lambda) \equiv \frac{1}{\left[4 \left(\frac{b_1}{R_e^2} + \frac{\lambda b_3}{2} \right) \right]},$$

$$\beta_2 \equiv 2b_1 b_2 / R_e.$$

Аналитически получить окончательный вид функции $p_0(\rho, z)$ в данном случае не удается, что в общем не очень существенно, хотя может в некоторых практических важных случаях затруднить анализ. Переопределяя координаты точки падения электронного зонда как (x_0, y_0) и переобозначая переменные интегрирования, окончательно получим, что информативная составляющая сигнала НТ имеет вид

$$\begin{aligned} I_1(x_0, y_0, E_0) = & - \int_V D_0 k^2 \gamma(x, y, z) p_0[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2, z; R_e(E_0)] \times \\ & \times \exp(-kz) dx dy dz \equiv \int_V \gamma(x, y, z) P[(x-x_0), (y-y_0), z; E_0] dx dy dz, \quad (9) \end{aligned}$$

где P — ядро процесса зондирования в режиме НТ, V — полупространство $(-\infty < x < \infty, -\infty < y < \infty, 0 \leq z < \infty)$, $p_0(x, y, z; R_e)$ определяется из (7) и (8).

Математически задача восстановления внутренней структуры объекта сводится к реконструкции функции $\gamma(x, y, z)$ по известной функции $I_1(x_0, y_0, E_0)$, т. е. фактически к обращению уравнения (9) — интегрального уравнения Фредгольма первого рода. Однако мы никогда не можем точно определить $I_1(x_0, y_0, E_0)$

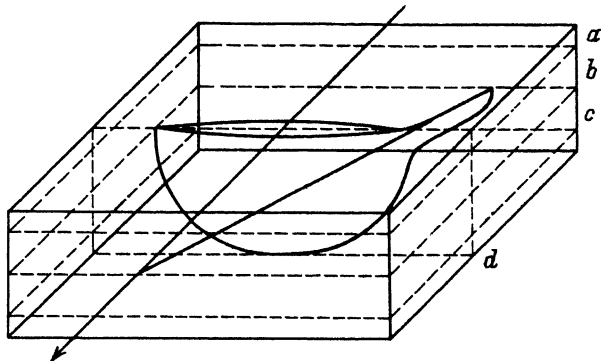


Рис. 2. Предполагаемая структура микротрещины (по данным из [7]).

из-за несовершенств экспериментальной техники, шума и так далее. В результате нам доступен только некоторый набор двумерных массивов $I_{\text{det}}(x_0, y_0)$ при различных E_0 , в большей или меньшей степени соответствующий $I_1(x_0, y_0, E_0)$. Кроме того, нам никогда не бывает известен точный вид ядра P в силу того, что любая модель является только приближением к реальности. В таких условиях задача становится некорректной. В [5] описан алгоритм решения такой задачи, основанный на применении метода регуляризации А. Н. Тихонова [6], и приведены результаты модельного компьютерного эксперимента. Здесь приводятся данные экспериментов на реальных объектах.

В стандартные пластины кремния марки КЭФ-7.5, прошедшие химико-механическую полировку, имплантировались ионы бора при энергии 80 КэВ до дозы $3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Для создания $p-n$ -перехода глубиной 1.2 мкм образец подвергался импульсному отжигу в течение 60 с при температуре $T_{\text{max}} = 1180 \text{ }^\circ\text{C}$. После отжига в приповерхностном слое образца были обнаружены цепочки рекомбинационно-активных дефектов (рис. 2). Судя по данным, приведенным в [7], каждый элемент такой цепочки представляет собой комбинацию трещин радиального и медианного типов. Изучение подобных дефектов представляет значительный интерес, так как изменение структуры и свойств поверхностного слоя, происходящих при обработке полупроводниковых монокристаллов, оказывает существенное влияние на выход годных изделий, их эксплуатацию и надежность.

Эксперимент проводился на базе компьютеризированного комплекса РЭМ—ЭВМ, в котором РЭМ (JSM—35CF), оснащенный приставкой для сбора НТ, управляется с помощью микроЭВМ (IBM PC/AT с модулем ввода—вывода аналоговых сигналов LabMaster). Связь РЭМ—ЭВМ обеспечивала: программируемое управление двумя (по координатам «x» и «y») развертками электронного зонда РЭМ; включение и выключение электронного зонда; программируемое аналоговое интегрирование и оцифровку входных сигналов; визуализацию вводимой информации на полутоновом цветном мониторе; запись информации в ОЗУ ЭВМ и внешние запоминающие устройства; вывод записанной информации на фото ЭЛТ РЭМ для получения «твердых копий».

Эксперимент осуществлялся следующим образом. Исследуемый образец I (рис. 1) нагружался входным сопротивлением Z , достаточно большим для эффективного осуществления преобразования «ток → напряжение» и в то же время таким, чтобы падающее на нем напряжение $U = I_{\text{det}} R_{\text{det}}$ оставалось много меньше потенциала барьера Шоттки или $p-n$ -перехода. В наших экспериментах применялось $R_{\text{det}} = 100 \text{ кОм}$, что при использовавшихся токах зонда $10^{-10}—10^{-12} \text{ А}$ вполне удовлетворяет перечисленным требованиям. В качестве предусилителя

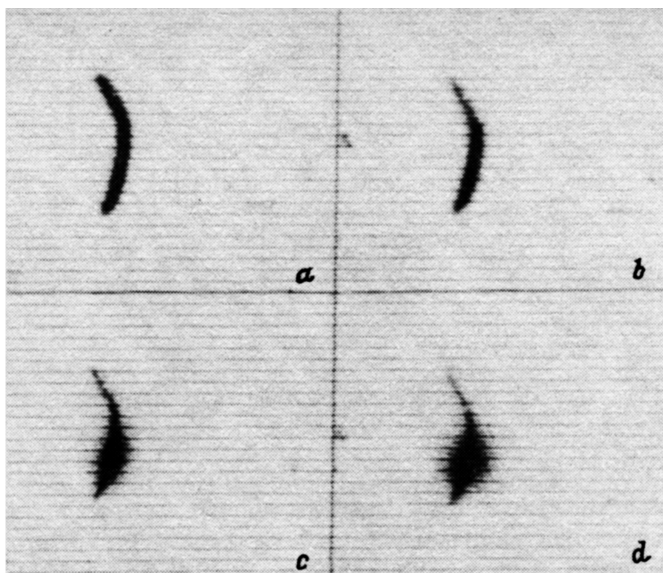


Рис. 3. НТ — изображения микротрещины при различных энергиях электронов зонда, кэВ: *a* — 8, *b* — 14, *c* — 26, *d* — 32.

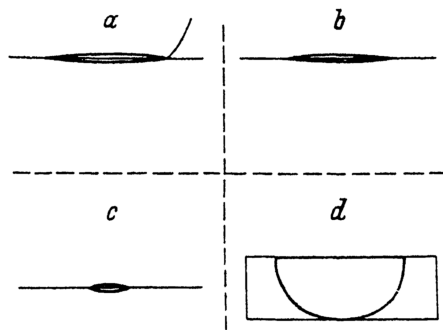
использовался предусилитель BEI PREAMPLIFIER из комплекта РЭМ JSM—35CF. С предусилителя сигнал поступал на вход усовершенствованного блока окончательного усиления EMF, откуда выводился в канал оцифровки сигналов РЭМ.

От одного из дефектов программно набирались массивы НТ изображений (точнее — массивы информационной составляющей сигнала НТ) при последовательных значениях ускоряющего напряжения: 8, 11, 14, 17, 20, 23, 26, 29, 32 и 35 кВ. На рис. 3, *a—d* показаны НТ изображения одного из элементов этой цепочки при 8, 14, 26 и 32 кВ соответственно (сечения на рис. 4, *a—c* повернуты относительно НТ изображений на рис. 3 на 90° по часовой стрелке). Зашумленность этих изображений была $\sim 15\%$. Ток пучка при этом измерялся углеродным цилиндром Фарадея и поддерживался постоянным и равным 10^{-11} А с точностью до $\sim 10^{-3}$. Полученные массивы сигнала НТ служили исходными данными для алгоритма реконструкции.

Результатом реконструкции являлись плоские, параллельные поверхности образца, сечения исследуемой структуры, лежащие на некоторых глубинах под нижней поверхностью *p—n*-перехода. Некоторые из них, лежащие на глубинах 1, 3 и 5 мкм, а также синтезированное по ним вертикальное сечение, проходящее через плоскость *d* (рис. 4), приведены на рис. 5, *a—d*. Видно хорошее соответствие полученных сечений с априорно предсказанными, в частности хорошо заметно различие в глубине залегания радиальных и медианных трещин, а также достаточно точно интерпретируется форма медианной трещины. Можно сделать вывод, что, во-первых, в данном случае также получено улучшение планарного разрешения в горизонтальной плоскости, а во-вторых, достигнуто глубинное разрешение ~ 2 мкм. Приведенные результаты показывают достаточно высокую эффективность метода для изучения подобного рода дефектов. Видно, однако, что полученные изображения далеки от совершенства.

В основном появление артефактов вызвано несовершенством экспериментальной техники. Используемый РЭМ обладает рядом существенных недостатков, непосредственно влияющих на качество получаемых исходных данных, а следо-

Рис. 4. Сечения микротрещины (рис. 2), проходящие через плоскости $a-d$ соответственно.



вательно и на качество реконструированных изображений. Перечислим некоторые из них.

1. Дрейф тока зонда при длительном наборе изображений. В силу того, что регистрируемый контраст довольно мал (обычно несколько процентов), то даже небольшой дрейф тока зонда может существенно повлиять на качество изображения. Кроме того, в двухлинзовых РЭМ, к которым относится JSM-35CF, катод работает с большим перекалом и поэтому его очень непросто стабилизировать на длительное время.

2. Зашумленность изображений. В связи с малостью контраста отношение сигнал/шум обычно бывает довольно малым. Это вызывает необходимость длительного интегрирования сигнала в каждой точке, а это часто затруднено из-за нестабильности катода.

3. Неконтролируемое смещение, поворот и изменение линейных размеров изображения при смене ускоряющего напряжения. Эти аппаратные несовершенства усугубляются необходимостью точно поддерживать постоянным ток зонда, для чего перед каждым набором изображения необходимо сместить зонд на цилиндр Фарадея и потом возвращать его обратно. Это, по-видимому, является основной причиной, не позволяющей существенно улучшить планарное разрешение.

Помимо экспериментальных несовершенств присутствуют также некорректности в используемой модели и ограничения самого алгоритма, в большинстве своем связанные с неточностью функции генерации НН, и неучет влияния области пространственного заряда $p-n$ -перехода. Пример влияния последней

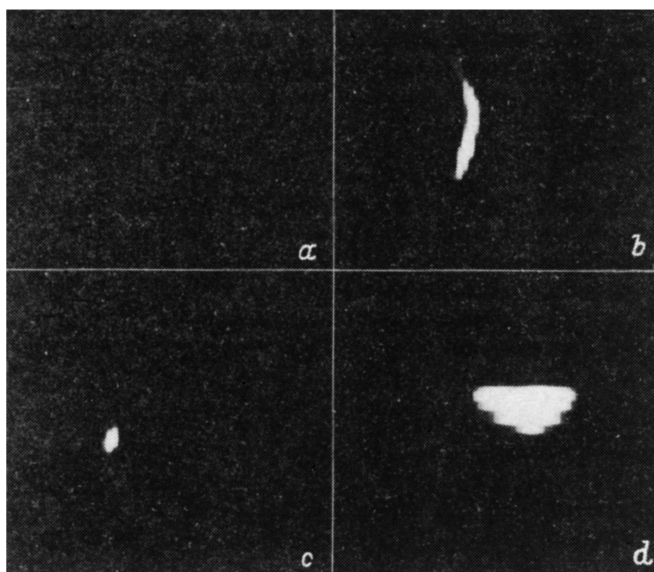


Рис. 5. Реконструированные сечения микротрещины, проходящие через плоскости $a-d$ (рис. 2).

хорошо виден на рис. 5, а — изображение верхнего слоя почти пропало, поскольку этот слой полностью лежит в области пространственного заряда.

Видно, однако, что даже при наличии целого ряда несовершенств алгоритм реконструкции оказывается достаточно устойчивым и дает приемлемые практические результаты. При дальнейшем совершенствовании экспериментальной техники и математических аспектов можно ожидать резкого улучшения качества реконструкции.

Авторы выражают благодарность В. Н. Абросимовой за предоставленные для исследования образцы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] H. J. Leamy. J. Appl. Phys., 53, R51 (1982).
- [2] C. Donolato. Optik, 52, 19 (1978).
- [3] H.-J. Fitting, H. Glaefcke, W. Wild. Phys. St. Sol. A, 43, 185 (1977).
- [4] T. E. Everhart, P. H. Hoff. J. Appl. Phys., 42, 5837 (1971).
- [5] С. К. Лихарев, Э. И. Рау, В. П. Трифоненков, А. Г. Ягола. ДАН СССР, 307, 840 (1989).
- [6] А. Н. Тихонов, А. В. Гончарский, В. В. Степанов, А. Г. Ягола. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. 155, М. (1983).
- [7] В. И. Карбань, О. И. Борзаков. Обработка монокристаллов в микроэлектронике, 103, М. (1988).

Редактор В. В. Чалдышев
