

ботку  $F^+$  светом ( $F^+ \rightarrow F^{2+} + e$ ,  $F^+ + e \rightarrow F$ ), является результатом того, что не все  $F^+$ -центры преобразуются в  $F$ , а значит, создается и выживает какая-то доля анионных вакансий. Подтверждением этого служит значительная величина «отставания»  $K_p$  в разрушении  $F^+$  ЦО при их преобразовании в  $F$ -центры с экспозицией рентгеновского облучения  $F^+ + e \rightarrow F$ ,  $F^{2+} + e \rightarrow F^+$  для кристалла, облученного  $F$ ,  $F^+$  светом (рис. 2, 4), и  $F^+ + e \rightarrow F$  для образца, облученного только  $F$  светом (рис. 2, 3).

В аддитивно окрашенных кристаллах лейкосапфира, облученных  $F$  и  $F^+$  светом после термической обработки до  $750^\circ\text{C}$ , интенсивность РЛ  $F^+$  ЦО и  $K_p$  остается на исходных уровнях, не изменяются также характеристики сигналов ЭПР, т. е. кислородные вакансии до этих температур устойчивы. Поэтому в нейтронно окрашенных кристаллах  $F$ -агрегатные центры с их участием не создаются, так же как и ЦО, поглощающие на 305, 360 и 460 нм. Эти центры не могут быть связаны и с междоузельными ионами кислорода, так как отсутствует синхронность в их преобразовании с разрушением  $F$  и  $F^+$  ЦО (рис. 1, 7—11). Согласно перечисленным экспериментальным фактам, полосы поглощения с максимумами 305, 360 и 460 нм в нейтронно облученных кристаллах можно отнести к междоузельным ионам алюминия либо к комплексам на их основе с учетом зарядовых состояний, определенных в работе [2].

Таким образом, в монокристаллах лейкосапфира отсутствует миграция  $F$ - и  $F^+$ -центров до температуры  $1800^\circ\text{C}$ , кислородных вакансий до  $750^\circ\text{C}$ ; радиационное дефектообразование происходит без миграции анионных вакансий, а разрушение и преобразование радиационно-наведенных ЦО при термообработке обусловлены восстановлением узлов решетки междоузельными ионами и электронно-дырочной перезарядкой ЦО.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Барышников В. И., Мартынович Е. Ф., Щепина Л. И., Колесникова Т. А. // Опт. и спектр. 1988. Т. 64. № 2. С. 455—457.
- [2] Барышников В. И., Мартынович Е. Ф. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 4. С. 1258—1260.
- [3] Pells G. P., Phillips D. C. // J. Nucl. Materials. 1979. V. 80. P. 207—214.
- [4] Atobe K., Nishimoto N., Nakagawa M. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 89. N 1. P. 155—162.

Иркутский государственный университет  
НИИ прикладной физики  
Иркутск

Поступило в Редакцию  
12 июля 1989 г.

УДК 539.315.592

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

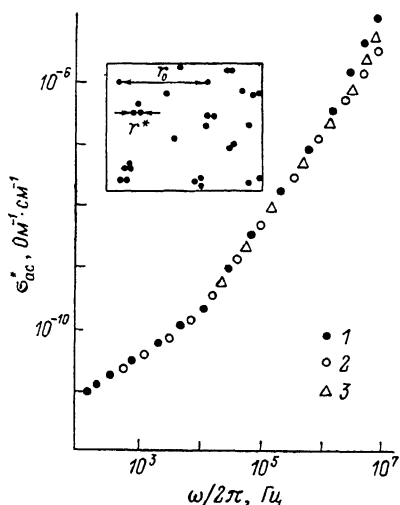
## ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ АМОРФНОГО НИТРИДА КРЕМНИЯ

Я. О. Ройзин, Л. В. Цыбесков, В. Р. Шумейко

Известно, что аморфный нитрид кремния ( $a\text{-Si}_3\text{N}_4$ ) обладает свойствами, характерными для неупорядоченных твердотельных систем, в частности большой концентрацией структурных дефектов [1]. Наличие этих дефектов, например оборванных связей кремния [2], обуславливает появление глубоких локализованных состояний в запрещенной зоне  $a\text{-Si}_3\text{N}_4$ . Одним из эффективных способов определения концентрации, энергетического и пространственного распределения таких состояний является исследование малосигнальной проводимости на переменном токе (динамической проводимости) [3].

В настоящей работе представлены результаты измерений динамической проводимости  $\sigma_{ac}$  нитрида кремния в диапазоне частот  $10^2$ — $10^7$  Гц и температур 300—500 К. Исследовались структуры металл—(Al, In)— $\alpha$ - $\text{Si}_3\text{N}_4$ —кристаллический кремний—металл (МНОП-конденсаторы). Слой  $\alpha$ - $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной от 400 до 4000 Å получали в реакторе пониженного давления при температуре 850 °С аммонолизом тетраоксида кремния, толщина туннельнотонкого слоя  $\text{SiO}_2$  составляла 20 Å.

Измерения проводились с помощью мостов переменного тока Е8-2 и Wayne—Kerr В-601 с использованием системы синхронного детектирования. Применялся также измеритель добротности ВМ-560. Погрешность измерений активной компоненты полной проводимости составляла 2 % от измеряемой величины. Амплитуда переменного сигнала на образце не превышала 0.1 В, постоянное смещение не подавалось. Максимальное



значение переменного электрического поля при измерениях составляло  $E \leq \leq 3 \cdot 10^4$  В/см, что исключало инжекционную проводимость нитрида кремния [1]. Исследованные структуры находились в режиме обогащения. Емкость структур в рассматриваемом диапазоне частот изменялась менее чем на 5 %.

Частотная зависимость удельной динамической проводимости различных МНОП-структур.

1 — толщина слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$   $d^* \approx 800$  Å, подложка КЭФ-4.5 толщиной  $d_{\text{Si}} \approx 300$  мкм; 2 —  $d^* \approx 1100$  Å, подложка КЭФ-1,  $d_{\text{Si}} \approx 100$  мкм; 3 —  $d^* \approx 3200$  Å, подложка КЭФ-4.5,  $d_{\text{Si}} \approx 20$  мкм. На вставке схематически показан предполагаемый характер пространственных корреляций в расположении дефектов.

Экспериментально измеряемая активная компонента полной проводимости структур с тонким слоем диэлектрика равна сумме проводимости диэлектрика  $\sigma_{ac}$  и слагаемого, обусловленного последовательно включенным сопротивлением контактов [3]

$$\sigma_{ac}^* = \sigma_{ac} + \omega^2 C^2 R, \quad (1)$$

где  $C$  — емкость структуры,  $\omega$  — циклическая частота,  $R$  — в данном случае последовательное сопротивление кремниевой подложки с удельным сопротивлением  $\rho = 1 \div 5$  Ом/см. Для исключения влияния сопротивления подложек проводилось их глубинное травление, в результате чего толщина кремния уменьшалась от 300—500 до 10—20 мкм.

Результаты измерений частотной зависимости удельной проводимости МНОП-структур (см. рисунок) показывают, что  $\sigma_{ac}^* \sim \omega^2$ , причем при  $\omega \leq 10^4$  Гц  $s \approx 0.8 \div 0.9$ , а в области частот  $10^4$  Гц  $< \omega < 10^7$  Гц  $s \approx 1.4 \pm \pm 0.1$ . При  $\omega > 10^6$  Гц для некоторых образцов  $\sigma_{ac}^* \approx \omega^2 C^2 R > \sigma_{ac}$  (например, для образца 1 емкость  $C \cdot 10^{-10}$  Ф, сопротивление  $R \approx 5$  Ом), что соответствует появлению квадратичной зависимости  $\sigma_{ac}^*$  от  $\omega$ . Температурные зависимости проводимости  $\sigma_{ac}^*(T)$  в области низких частот сублинейны, в области высоких частот ( $\omega > 10^4$  Гц)  $\sigma_{ac}^*$  практически не зависит от  $T$ .

При обсуждении экспериментальных результатов считалось, что зависимость  $\sigma_{ac}(\omega, T)$  обусловлена туннельными межцентровыми переходами биполяронов.<sup>1</sup> При построении модели учитывался вклад в проводи-

<sup>1</sup> Основанием для этого служат экспериментальные результаты: отсутствие темнового и наличие фотоиндуцированного сигнала ЭПР [2], автокомпенсация [1], сильный стоков сдвиг фотолюминесценции [4] и др., подтверждающие предположение о наличии в  $\alpha$ - $\text{Si}_3\text{N}_4$  центров с отрицательной корреляционной энергией.

мость только пар (а не троек, четверок и т. д.) центров, что справедливо при не слишком низких частотах, когда длина прыжка меньше среднего расстояния между ловушками. Предполагалось отсутствие корреляции между величиной потенциального барьера и длиной прыжка. Рассматривался неадиабатический режим, когда туннелирование носителей заряда является самым медленным процессом. В таком случае, используя результаты [3, 5], можно показать, что

$$\sigma_{ac} = K \int \frac{2\pi r^4 e^2 \omega^2 \tau(r) g(T) f(r)}{1 + \omega^2 \tau^2(r)} N^2(E) dr, \quad (2)$$

где  $K=1/3$  [6];  $\tau(r) = v_{ph}^{-1} \exp 2\alpha r$  — постоянная времени межцентровых переходов;  $v_{ph}$  — характеристика, аналогичная фоновой частоте в кристалле;  $\alpha^{-1}$  — радиус локализации, равный по величине нескольким ангстремам [5, 6];  $r$  — расстояние между центрами, по которым осуществляются прыжки;  $N(E)$  — концентрация центров в единичном интервале энергий. Функция  $g(T)$  характеризует энергетический интервал, в котором происходят прыжки, а парная корреляционная функция  $f(r)$  — пространственное распределение состояний. Величина  $\frac{1}{2}\pi r^2 N^2(E) f(r) dr$  равна числу пар в единице объема с размерами от  $v$  до  $v+dv$ . Для близко расположенных пар в случае прыжков биполяронов учет кулоновских корреляций дает [5]

$$g(T) = e^2 / \pi \epsilon \epsilon_0 r_\omega > kT, \quad (3)$$

где  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость, а характерная длина прыжка определяется из условия  $\omega\tau=1$ . Слабая температурная зависимость динамической проводимости может определяться зависимостью  $v_{ph}(T)$ , а максимальное значение длины прыжка можно оценить как  $r_\omega < e^2 / \pi \epsilon \epsilon_0 kT$ , что для  $a\text{-Si}_3\text{N}_4$  и температуры  $T=300$  К дает значение  $r_\omega < 300$  Å.

Предлагаемая модель позволяет на основании полученных экспериментальных результатов рассчитать концентрацию состояний, по которым осуществляется туннелирование, и проанализировать характер пространственных корреляций в их расположении. Представим парную корреляционную функцию в виде  $f(r) = A \exp(-\beta r) + 1$ . Для достаточно низких частот  $\beta r \gg 1$ , пространственными корреляциями можно пренебречь и  $f(r)=1$ . Учитывая, что  $dr = (1/2\alpha)(d\tau/\tau)$ , получим

$$\sigma_{ac}(\omega, T) = \frac{\pi}{48} \frac{e^4 \omega}{\alpha^4 \epsilon \epsilon_0} \ln^3 [v_{ph}(T)/\omega] N^2(E), \quad (4)$$

что соответствует участку частотной зависимости динамической проводимости с показателем степени  $s \leq 1$ . Считая, что  $v_{ph} \approx 10^{10}$  Гц,  $\alpha^{-1} \approx 5$  Å [5, 6] и используя полученные экспериментальные значения  $\sigma_{ac}^*(\omega)$ , получим плотность состояний  $N(E) \approx 2 \div 3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>·эВ<sup>-1</sup>, что согласуется с [1, 2, 6].

Для случая сильных пространственных корреляций, когда  $f(r) = A \exp(-\beta r) > 1$ , интегрирование (2) дает

$$\sigma_{ac}(\omega) = \frac{A}{48} \frac{e^4 \omega (\omega v_{ph})^{\beta/2\alpha}}{\cos(\beta/2\alpha) \alpha^4 \epsilon \epsilon_0} \left[ \ln \left( \frac{v_{ph}}{\omega} \frac{2\alpha - \beta}{2\alpha + \beta} \right) \right]^3 N^2(E), \quad (5)$$

что объясняет сверхлинейную зависимость  $\sigma_{ac}(\omega)$  в области частот  $\omega \geq 10^4$  Гц. При этом  $s = 1 + \beta/2\alpha$ ,  $\beta = 1.6 \cdot 10^{-7}$  см<sup>-1</sup>. Подставляя в (5) значение  $N(E)$ , рассчитанное по формуле (4), получим  $A \approx 100$ . Это означает, что режим, предполагающий необходимость учета пространственных корреляций, переходит в режим обычной прыжковой проводимости на переменном токе при  $r_\omega \geq r^* \approx 30$  Å, что соответствует условию  $A \exp(-\beta r) \approx 1$  и излому экспериментальной зависимости  $\sigma_{ac}^*(\omega)$  при  $\omega \approx 10^4$  Гц.

Таким образом, в области частот  $10^2 \text{ Гц} \leq \omega \leq 10^4 \text{ Гц}$   $\sigma_{ac}(\omega)$  определяется прыжками носителей заряда (биполяронов) между стохастически расположенными центрами, среднее расстояние между которыми  $r_0 \approx \approx (\pi \epsilon \epsilon_0 / N(E) e^2)^{1/2} \approx 80 \text{ \AA}$ , причем  $r^* < r_\omega < r_0$ . При частотах  $\omega \geq 10^5 \text{ Гц}$  основной вклад в динамическую проводимость вносят пространственно скоррелированные пары дефектов с максимальным расстоянием между центрами  $r_\omega = r^*$ .

Наличие пространственно скоррелированных пар дефектов (оборванных связей) с максимальным расстоянием  $r^* \approx 30 \text{ \AA}$ , по-видимому, означает присутствие в матрице  $a\text{-Si}_3\text{N}_4$  структурных несовершенств типа пор и микротрещин.

Авторы благодарны М. Г. Фойгелю за обсуждение результатов работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Нитрид кремния в электронике / Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1982. 185 с.
- [2] Kumeda M., Yonomichi H., Shimizu T. // Jap. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N. 7. P. 502—504.
- [3] Long A. R. // Adv. Phys. 1982. V. 31. N 5. P. 553—637.
- [4] Васильев В. В., Есаев Д. Г., Саница С. П. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 4. С. 795—798.
- [5] Efros A. L. // Phil. Mag. B. 1981. V. 13. N 5. P. 829—838.
- [6] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: 1982. Т. 1. 336 с.

Одесский государственный университет  
им. И. И. Мечникова  
Одесса

Поступило в Редакцию  
17 июля 1989 г.

УДК 537.611.3

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

## ВЛИЯНИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ НА ПЕРИОД ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Т. Г. Астафьева, Ф. Г. Барьяхтар, В. Т. Довгий, А. М. Прудников

В [1, 2] наблюдались различные метастабильные состояния доменных структур в пленках ферритов-гранатов при различной температуре и способах формирования. Однако реальная структура доменных границ не учитывалась. В то же время снижение температуры, так же как и ее повышение, вызывая изменение параметров пленок, существенным образом влияет как на структуру доменных границ [3], так и на состояние доменных структур.

В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния вертикальных блоховских линий (ВБЛ) в доменных границах на период равновесных и метастабильных состояний доменных структур. Исследовались пленки ферритов-гранатов с осью легкого намагничивания, перпендикулярной их плоскости, и выращенные на (111) подложках из гадолиний-галлиевого граната. Параметры пленок определялись по стандартным магнитооптическим методикам [4, 5]. В работе приводятся результаты для пленки  $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ , у которой намагниченность  $4\pi M_s = 181 \text{ Гс}$ , поле анизотропии  $H_A = 1810 \text{ Э}$ , толщина  $h = 6.7 \text{ мкм}$ , характеристическая длина  $l = 0.719 \text{ мкм}$ , обменная константа  $A = 1.69 \times 10^{-7} \text{ эрг/см}$ .

На рис. 1 приведены зависимости периода полосовой доменной структуры (ДС) от температуры для различных способов формирования. Кривая 1 характеризует период полосовой ДС, сформированной приложе-