

окислом, наблюдается лазерная десорбция молекул  $SiO$  и атомов  $Si$ . Очистка поверхности от окисла сопровождается следующими тенденциями. Сигнал десорбции  $SiO$  ослабляется в соответствии с уменьшением доли поверхности, покрытой окислом, ослабляется также и сигнал атомарного кремния. Появление островков очищенного кремния сопровождается появлением эмиссии ионов  $Si^+$ . Последующее повышение энергии в импульсе приводит к увеличению выхода ионов  $Si^+$  и атомов кремния, десорбция которых с атомно-чистой поверхности кремния происходит при больших интенсивностях излучения, чем с окисленной поверхности, как это было показано в работе [3].

Можно сделать вывод, что очистка поверхности кремния от окисла под действием нано-секундных импульсов неодимового лазера ( $h\nu = 1.17$  эВ) начинается при плотности энергии в импульсе  $\sim 2.8$  Дж/см<sup>2</sup>. При этом в окисле образуются отверстия, открывая участки чистой поверхности кремния. По мере очистки происходит увеличение этих участков. Поверхность, полученная в результате лазерной очистки, характеризуется спектрами полного тока и Оже-электронов, аналогичными спектрам атомарно-чистой поверхности кремния.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Комолов С.А. - Поверхность, 1985, № 5, с. 5-21.
- [2] Лазнева Э.Ф., Туриев А.М. - ПТЭ, 1984, № 4, с. 125-127.
- [3] Лазнева Э.Ф., Федоров И.Н. - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 6, с. 537-541.

Поступило в Редакцию  
3 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21                      12 ноября 1988 г.

### ЭФФЕКТ ПОНИЖЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭПИТАКСИИ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ИОННО-МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОТОКА

А.Г. Б уд р е в и ч, А.С. Л ю т о в и ч,  
Б.Л. О к с е н г е н д л е р

#### 1. Э к с п е р и м е н т

В ряде работ [1, 2] установлено, что введение ионизованной составляющей молекулярного потока приводит к эффективному понижению температуры эпитаксии ( $T_e$ ). Для конденсации ионно-молекулярного потока кремния на разогретой подложке сапфира [2], получена зависимость  $T_e$  от степени ионизации потока  $\alpha$  в различных диапазонах энергии и углов падения ионов (рис. 1). Заметное

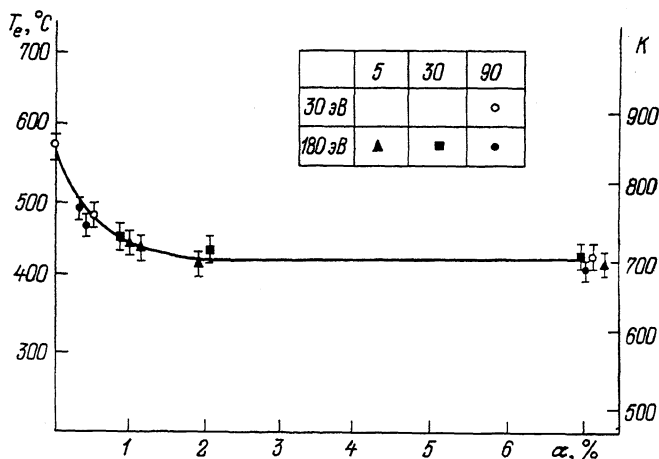


Рис. 1. Зависимость температуры эпитаксии от степени ионизации молекулярного потока для различных энергий и углов падения ионов (экспериментальные данные взяты в [2], кривая рассчитана по формуле (3)).

понижение  $T_e$  происходит до  $\alpha \sim 1\%$ , и дальнейшее увеличение доли ионной составляющей не приводит к изменению  $T_e$ . Варьирование энергии ионов  $E$  (до 180 эВ) и углов падения не оказывает существенного влияния на зависимость  $T_e$  от  $\alpha$ .

## 2. М и к р о м е х а н и з м

Базируясь на представлении о первичной локализации осаждающихся атомов на поверхности в двух типах центров: метастабильном (некогерентном Н) и стабильном (когерентном К) [3], рассмотрим эффекты, связанные с перераспределением адатомов по К- и Н-центрам с учетом радиационной тряски [4] растущей поверхности. Поскольку для К-центров энергия активации скачка адатома  $Q_1$ , для Н-центров  $Q_2$  (причем  $Q_1 > Q_2$ ), упругая волна, генерированная аннигиляцией неустойчивой пары Френкеля [4] либо каскадом атомных столкновений, производит атермический вынос адатомов из области радиуса  $r_i \sim 1/Q_i$  ( $i=1, 2$ ). Из области радиуса  $r_1$  происходит вынос всех адатомов (зона обеднения), вне области радиуса  $r_2$  упругая волна не производит смещения адатомов, в области  $r_1 \dots r_2$  происходит вынос адатомов только из Н-центров. Система микрокинетических уравнений для плотностей заполнения К-центров ( $R$ ) и Н-центров ( $D$ ), с учетом стимулированного перераспределения (эффекта „радиационного сита“ [5]), имеет вид:

$$\dot{R} = \omega/2 - \alpha R + b_i \delta D, \quad (1)$$

$$\dot{D} = \omega/2 + \alpha R - b_i \delta D.$$

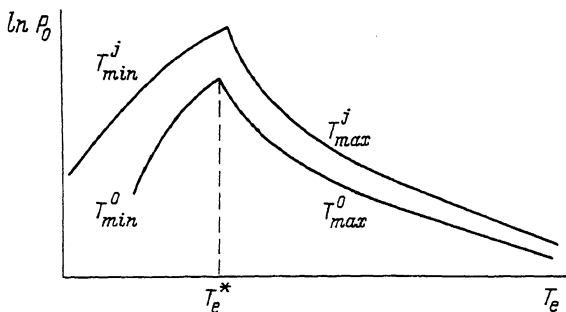


Рис. 2. Деформация диапазона температуры эпитаксии при облучении ионами ( $T_{max}^o, T_{min}^o$  - верхний и нижний пределы изменения температуры эпитаксии из молекулярного потока,  $T_{max}^j, T_{min}^j$  - при частичной ионизации).

Здесь  $\omega$  - плотность потока молекулярной компоненты,  $b_i = b + \tilde{\pi} \times (r_2^2 - r_1^2) j$  - частота стимулированных перескоков адатомов из Н-центров,  $\delta$  - вероятность захвата адатома К-центром,  $j$  - плотность потока ионов,  $\alpha = \nu/2 \exp(-Q_1/kT)$ ,  $b = \nu/2 \exp(-Q_2/kT)$  - частоты термических скачков из К- и Н-центров соответственно. Решая систему (1) при нулевых начальных условиях и полагая, что соотношение  $R(t)/D(t)$  и  $\tilde{R}(t)/\tilde{D}(t)$  достигают критического значения  $P_0 \gg 1$  (степень эпитаксиального совершенства) за времена  $\tilde{t} \ll \tau$ , где  $\tau = N/\omega$  - время заполнения монослоя, можно получить диапазон, в котором реализуется эпитаксия:

$$T_{max}^i = T_{max}^o \left[ 1 + \frac{\pi(r_2^2 - r_1^2)\delta j}{b \ln P_0} \right]; \quad T_{min}^i = T_{min}^o \left[ 1 - \frac{2\pi(r_2^2 - r_1^2)\alpha N\delta}{P_0 \ln(\nu\tau/P_0)} \right]. \quad (2)$$

Здесь  $T_{max}^o = (Q_1 - Q_2)/k \ln P_0$ ,  $T_{min}^o = Q_1/k \ln(\nu\tau/P_0)$  - верхний и нижний пределы изменения температуры эпитаксии из молекулярных потоков (рис. 2). Соотношение (2) определяет расширение диапазона температур эпитаксии, а также увеличение максимально возможного совершенства структуры ( $P_0 \rightarrow P_0^*$ ). Так для  $\tau = 10$  (с),  $j = 10^{16}$  (ион/см<sup>2</sup>с),  $P_0 = 10^2$ ,  $(r_2^2 - r_1^2) = 10^{-14}$  (см<sup>2</sup>),  $b = 10^3$  (с<sup>-1</sup>),  $\delta = 1/2$ , имеем  $T_{min}^i = 0.9 T_{min}^o$ ,  $T_{max}^i = 1.1 T_{max}^o$ .

### 3. Кинетика роста

Радиационный эффект от одного иона (РЭ), приводящий к необратимому изменению распределения адатомов по К- и Н-центрам, реализуется в области площадью  $S_0$ . Удельная доля поверхности, "очищаемая" потоком  $j$ , определяется стандартным дифференциальным уравнением

$$\frac{d\theta}{dt} = j s_0 (1 - \theta),$$

решение которого имеет вид  $\theta(t) = 1 - \exp(-js_0 t)$ . Поскольку РЭ приводит к понижению температуры эпитаксии в области  $S_0$  на  $\Delta\tilde{T}$ , то эффективное понижение  $T_e$  на всей облучаемой ионами поверхности  $\Delta T_e = \Delta\tilde{T} \cdot \theta(t)$ , где  $\Delta\tilde{T} = -2\tau s_0 \delta T_{min}^0 / \rho_0 \ln(\nu\tau/\rho_0)$ .

Непрерывная конденсация материала на растущей поверхности лимитирует реализацию РЭ по времени  $\tilde{t} \lesssim s_0^{1/2} / \omega a^3$ . Анализ по этой схеме приводит к следующей зависимости  $T_e$  от  $\alpha$  (рис. 1):

$$T_e = T_{min}^0 \left[ a_1 + a_2 \exp(-a_3 \alpha) \right],$$

$$a_1 = 1 - 2\alpha \delta s_0 N \left[ \rho_0 \cdot \ln(\nu\tau/\rho_0) \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$a_2 = 1 - a_1; \quad a_3 = s_0^{3/2} / \alpha^3.$$

Так, для  $s_0 = 2.5 \cdot 10^{-14}$  (см<sup>2</sup>),  $\alpha = 2 \cdot 10^{-8}$  (см),  $\tau = 10^{-1}$  (с),  $\rho_0 \approx 100$ , имеем значения констант  $a_1 = 0.7$ ,  $a_2 = 0.3$ ,  $a_3 = 300$ , что хорошо согласуется со значениями, определяемыми из эксперимента [2], -  $a_2 = 0.18$  и  $a_3 = 260$ .

Отсутствие угловой зависимости для  $T_e(\alpha)$ , по-видимому, свидетельствует о неупругом эффекте передачи энергии первичного возбуждения атомной подсистеме - генерация упругих (ударных) волн, тепловыделение, генерация электронных возбуждений, которые также могут изменять соотношение  $R/D$ , что приводит к эффективному понижению температуры эпитаксии.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Лютович А.С. - Рост кристаллов, 1983, т. XIY, с. 34-42; Pugacheva T.S., Saidov M.S., Lutovich A.S. - Rad. eff., 1987, v. 105(1/2), p. 117-131.
- [2] Shimizu S., Komiyama S. - J. Vac. Sci. Technol., 1980, v. 17(1), p. 489-491.
- [3] Dorfman V.F. - Thin. Sol. Films, 1980, v. 66, p. 91-110.
- [4] Инденбом А.Л. - Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, с. 489-492; Хабибуллаев П.К., Пахаруков Ю.В., Оксенгендлер Б.Л. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12 (2), с. 1320-1323.
- [5] Будревич А.Г., Лютович А.С., Оксенгендлер Б.Л. - Препринт ИЭ АН УзССР, 1987, № 3. 27 с.

Поступило в Редакцию  
18 июля 1988 г.