

01;05;11;12

Влияние многоуровневой кристаллизации на осцилляции интенсивности дифрагированных быстрых электронов при росте арсенида алюминия из молекулярных пучков

© А.Н. Алексеев, С.Ю. Карпов, М.А. Майоров, В.В. Кораблев

Центр перспективных технологий и разработок, С.-Петербург
С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 17 января 1997 г.

В работе теоретически и экспериментально исследовано влияние многоуровневой кристаллизации на осцилляции интенсивности зеркального рефлекса дифрагированных быстрых электронов при росте арсенида алюминия из молекулярных пучков. В рамках кинематического приближения построена модель, позволяющая анализировать форму осцилляционной кривой и ее зависимость от заполнения избыточных слоев. Теоретические предсказания сопоставлены с экспериментальными данными.

Начиная с 80-х годов регистрация осцилляций интенсивности дифракции быстрых электронов нашла широкое применение в исследовании механизмов роста полупроводниковых кристаллов методом молекулярно-пучковой эпитаксии [1,2]. Наиболее полно вопрос об интерпретации формы осцилляционных кривых обсуждался для случая GaAs. В частности, было показано [2,3], что двухуровневая модель поверхности, учитывающая образование и разрастание только двумерных островков с высотой в один монослой, хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями. Согласно [3], уменьшение интенсивности зеркального рефлекса ΔI в этом случае пропорционально $\theta \cdot (1 - \theta)$, где θ — степень заполнения верхнего, растущего монослоя. В то же время поведение осцилляционных кривых, полученных в процессе роста AlAs и InGaAs на GaAs [4] заметно отличается от предсказываемого двухуровневой моделью. Это отличие может быть объяснено эффектами многоуровневой кристаллизации, при которой нуклеация и разрастание зародышей происходят одновременно в нескольких верхних слоях.

Цель данной работы — теоретически и экспериментально выявить основные аспекты влияния многоуровневой кристаллизации на форму и закономерности изменения кривых осцилляций зеркального рефлекса дифрагированных быстрых электронов.

Для анализа использовалась кинематическая модель дифракции, учитывающая рассеяние электронного пучка поверхностными атомами, расположенными в различных слоях растущего кристалла. В рамках кинематического приближения интенсивность дифрагированных быстрых электронов, рассеянных атомами поверхности, может быть представлена как

$$I = \left| \sum_n f_n \cdot \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}_n) \right|^2, \quad (1)$$

где вектор \mathbf{r}_n характеризует положение n -го атома на шероховатой поверхности растущего кристалла, $\mathbf{K} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ представляет собой вектор рассеяния (\mathbf{k}_0 и \mathbf{k} — волновые векторы падающей и рассеянной плоской волны соответственно), f_n — амплитуда рассеяния одиночного атома. Вектор \mathbf{r}_n можно представить в виде $\mathbf{r}_n = \mathbf{r}_n^0 + a\nu_n \cdot \mathbf{e}_z$, где \mathbf{r}_n^0 — вектор, лежащий в плоскости верхнего из полностью заполненных слоев кристалла; величина $a\nu_n$ описывает локальную высоту шероховатой поверхности (a — толщина монослоя, ν_n — количество слоев в точке, соответствующей вектору \mathbf{r}_n^0 , отсчитываемое от последнего заполненного слоя с $\nu_n = 0$); \mathbf{e}_z — единичный вектор в направлении, перпендикулярном плоскости роста кристалла.

Будем считать, что слои с $\nu > 0$ заполнены лишь частично, тогда каждый слой можно характеризовать степенью его заполнения или покрытием данного слоя $\theta_\nu = N_\nu/N$, где N_ν — число атомов в ν -м слое, а N — общее число атомов на плоских участках поверхности. Очевидно, что если не существует структур с "нависанием" следующего слоя над предыдущим, то число атомов ν -го слоя, дающих вклад в рассеяние электронной волны, равно $N(\theta_\nu - \theta_{\nu-1})$. Тогда, предполагая, что амплитуда рассеяния f_n не зависит от номера слоя и положения атома (на плоском участке поверхности или вблизи ступени), выражение (1) можно преобразовать к виду

$$I = I_0 \left| \sum_{\nu=0} [\theta_{\nu+1} - \theta_\nu] \exp(i2\phi\nu) \right|^2, \quad (2)$$

где $2\phi = (\mathbf{K} \cdot \mathbf{e}_z)a$, а I_0 — интенсивность дифракции электронов на атомарно-гладкой поверхности.

Для наглядности введем ряд упрощающих предположений, касающихся характера заполнения слоев на многоуровневой поверхности. Будем считать, что покрытия соседних монослоев удовлетворяют универсальному соотношению $\theta_{\nu+1} = \gamma\theta_\nu$, где γ — параметр, не зависящий от номера слоя ν , а покрытие первого слоя $\theta_1 = \theta$ изменяется произвольно и не связано с заполнением предыдущих слоев. Очевидно, что случай $\gamma = 0$ соответствует двухуровневой системе, рассмотренной ранее в [3]. При возрастании γ поверхность становится многоуровневой, а случай $\gamma \sim 1$ ($\theta < 1$) фактически описывает систему трехмерных изолированных островков, распределенных по поверхности кристалла.

С учетом введенных предположений покрытие ν -го слоя может быть представлено как $\theta_\nu = \theta \cdot \gamma^{\nu-1}$, а интенсивность дифракции после суммирования в (2) примет вид

$$I = I_0 \left\{ 1 - \frac{4 \sin^2 \phi}{(1 + \gamma)^2 - 4\gamma \cdot \cos^2 \phi} [\theta \cdot (1 - \theta) + \gamma\theta] \right\}. \quad (3)$$

Из (4) видно, что интенсивность в максимумах и минимумах осцилляционной кривой равны соответственно

$$I_{\max} = I_0 \frac{(1 - \gamma)^2}{(1 + \gamma)^2 - 4\gamma \cdot \cos^2 \phi}, \quad (4a)$$

$$I_{\min} = I_0 \frac{(1 - \gamma)^2 \cdot \cos^2 \phi}{(1 + \gamma)^2 - 4\gamma \cdot \cos^2 \phi}. \quad (4б)$$

Рассмотрим ряд следствий из предложенной модели. Пусть $\gamma = 0$ перед началом роста и медленно увеличивается со временем в процессе роста, характеризуя развитие многоуровневой поверхности. Тогда при точном выполнении антибрэгговских условий интенсивность минимумов равна нулю, а максимумы осцилляционной кривой затухают с ростом γ как

$$I_{\max} = I_0 \left(\frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \right)^2. \quad (5)$$

При небольшом отклонении от антибрэгговских условий, согласно (4), интенсивность как максимумов, так и минимумов осцилляционной кривой будет затухать с одинаковой скоростью.

Еще одним следствием, вытекающим из модели, является резкое падение интенсивности дифрагированных электронов на первом периоде

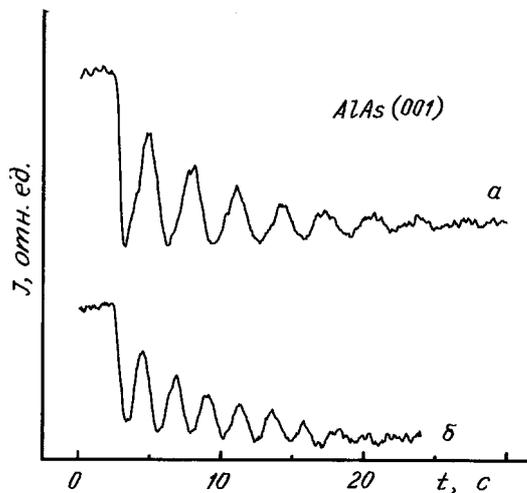


Рис. 1. Осцилляции интенсивности зеркального рефлекса после начала роста AlAs: *a* — при антибрэгговской геометрии дифракции; *b* — при отклонении от антибрэгговских условий дифракции.

осцилляций при формировании на поверхности трехмерных островков ($\gamma \sim 1$, $\theta < 1$). Такое поведение осцилляционных кривых характерно для роста напряженных структур InGaAs на GaAs [4].

В качестве объекта экспериментальных исследований был выбран AlAs как материал, обнаруживающий тенденцию к многоуровневой кристаллизации при росте из молекулярных пучков. Эксперименты проводились на подложках GaAs (001) после выращивания на них буферного слоя арсенида галлия толщиной 0.5 мкм. Поток As₄ поддерживался постоянным (~ 2 Мс/с) в течение всего эксперимента. Интенсивность зеркального рефлекса дифрагированных быстрых электронов измерялась в азимутальном направлении (110) при энергии электронного пучка 10 кэВ.

На рис. 1, *a*, *b* показаны осцилляционные кривые, полученные на AlAs и демонстрирующие эффекты многоуровневой кристаллизации. Кривая "а" соответствует антибрэгговской геометрии рассеяния. Согласно предсказаниям модели, интенсивность дифрагированных электронов в минимумах осцилляционной кривой в этом случае остается практически

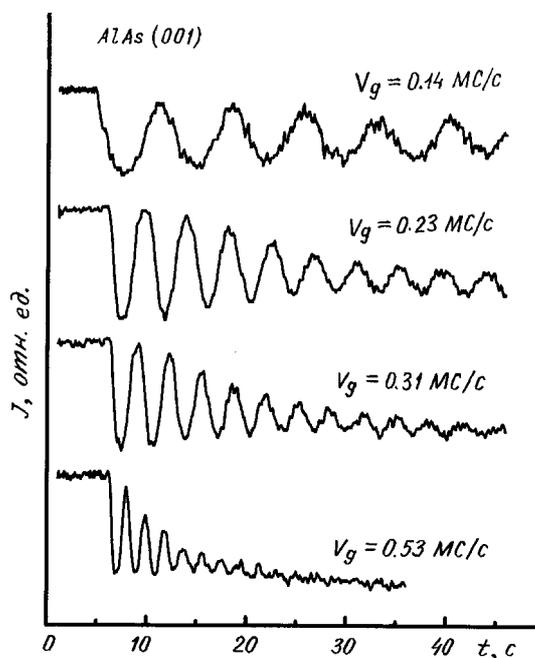


Рис. 2. Осцилляции интенсивности зеркального рефлекса, полученные при различных скоростях роста AlAs.

неизменной, а максимумы затухают вследствие постепенного развития многоуровневой поверхности в процессе роста. Кривая "б" соответствует случаю слабого отклонения от антибрэгговской геометрии. Видно, что при этом затухает интенсивность как максимумов, так и минимумов.

На рис. 2 приведены осцилляционные кривые, полученные при температуре 525°C и различных скоростях роста в условиях, близких к антибрэгговской геометрии. Из рисунка видно, что при малой скорости роста ($V_g = 0.14$ МС/с) затухание максимумов практически отсутствует, т. е. степень заполнения слоев, образующихся поверх основного растущего ($\nu = 1$), пренебрежимо мала. Напротив, при большей скорости роста ($V_g = 0.53$ МС/с) поверхность становится существенно многоуровневой уже на первых трех осцилляциях. Оценки, произведенные с помощью выражения (5), показывают, что на нескольких периодах

после включения потока алюминия γ растет линейно в зависимости от числа осажденных монослоев. При скорости роста 0.14 МС/с скорость нарастания γ составляет 0.025 Мс, в то время как при 0.53 МС/с она оказывается в три раза больше. Таким образом, темп развития многоуровневой кристаллизации в значительной мере определяется скоростью роста кристалла.

Данная работа была выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант R16300).

Список литературы

- [1] *Dobson P.I., Joyce B.A., Neave J.H.* // J. Cryst. Growth. 1987. V. 81. P. 1.
- [2] *Van Hove J.M., Lent C.S., Pukite P.R., Cohen P.I.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 1983. V. 1. P. 741.
- [3] *Lent C.S., Cohen P.I.* // Surf. Sci. 1984. V. 139. P. 121.
- [4] *Grandjean N., Massies J.* // J. Cryst. Growth. 1993. V. 134. P. 51.