

ность волноводов, сформированных в пассивных подложках, позволяет создать ряд активных интегрально-оптических устройств, управляемых оптическим сигналом.

Таким образом, в данной работе экспериментальным путем показана возможность создания интегрально-оптических элементов нового типа. Созданы интегрально-оптические поляризаторы и волноводные преобразователи оптических мод с высоким коэффициентом развязки между ортогональными состояниями поляризации оптических мод и малыми оптическими потерями.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Д и а н о в Е.М., Л ы н д и н Н.М. и др. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 6. С. 1151-1152.
- [2] Г е л и к о н о в В.М., Г у с о в с к и й Д.Д. и др. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 1. С. 87-89.
- [3] Z e m b u t s u S. // Technologies Devices. 1982. P. 266-310.

Кубанский государственный университет

Поступило в Редакцию
21 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 24

26 декабря 1990 г.

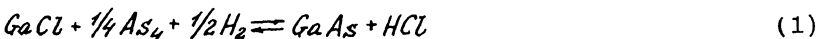
03; 06.2

© 1990

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМА РОСТА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ В ХЛОРИДНОЙ ГАЗОТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЕ

В.Л. Д о с т о в, Ю.В. Ж и л я е в,
И.П. И п а т о в а, А.Ю. К у л и к о в

В рассматриваемой хлоридной газотранспортной системе (ХГТС) используется реактор в виде плоского канала высотой H , в который помещена арсенид-галлиевая подложка длиной L (рис. 1). Вдоль канала течет поток водорода H_2 . В этот поток вводятся реагирующие компоненты: хлорид галлия $GaCl$, хлористый водород HCl , мышьяк As_4 . Реагирующие компоненты вступают в многостадийную гетерогенную химическую реакцию



с образованием арсенида галлия.

Скорость роста арсенида галлия ω определяется как кинетикой процессов на подложке, так и процессами доставки реагирую-

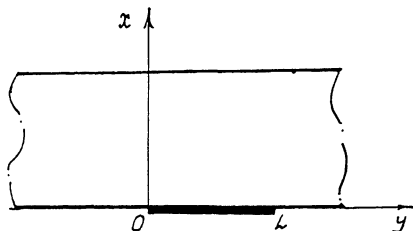


Рис. 1. Реактор хлоридной газотранспортной системы.

ших компонент газовым потоком. Вследствие встраивания компонент в поверхность, концентрации $GaCl$ и As_4 вдоль подложки падают, а концентрация HCl растет. Это приводит к уменьшению скорости роста вдоль подложки, то есть для относительного изменения скорости роста δ имеем

$$\delta = 2 \frac{\omega(0) - \omega(L)}{\omega(0) + \omega(L)} > 0.$$

Для нахождения зависимости $\omega(y)$ в [1] было предложено описывать взаимодействие потока с поверхностью в рамках адиабатического приближения. При этом массоперенос реагирующих компонент в объеме описывается стационарными уравнениями диффузии с дрейфом

$$D_i \Delta c_i - \vec{v} \nabla c_i = 0, \quad (2)$$

где D_i , c_i — коэффициент объемной диффузии и концентрация i -той компоненты, \vec{v} — поле скоростей потока. Малость перепада температуры и малость концентраций реагирующих компонент позволяют пренебречь эффектами температурной и концентрационной конвекции и записать в виде

$$v_x = v_z = 0,$$

$$v_y = 6 \bar{v} x (H-x) / H^2,$$

где \bar{v} — средняя скорость потока [2].

При постановке граничных условий к (2) предполагалось отсутствие осаждения на стенках

$$\left. \frac{\partial c_i}{\partial x} \right|_{ct} = 0. \quad (3)$$

Для входных концентраций c_{iB} ставились условия

$$c_i \Big|_{y \rightarrow -\infty} = c_{iB}. \quad (4)$$

Таблица режимов роста

Рисунок	№ кривой	Концентрации компонент, %			T, K/см
		$GaCl$	As_4	HCl	
2	1	7.33	3.21	9.17	0
	2				-2.5
	3				-5.0
	1	7.4	3.3	9.1	9.1
	2				13.0
	3				18.2

Примечание. Во всех режимах $\bar{U}=6$ см/с, $H=1$ см, $T_0=700$ °C.

Для вывода граничных условий на подложке существенной является сравнимость скорости встраивания компонент в поверхность со скоростью их доставки газовым потоком. Это обстоятельство исключает применение приближений „диффузионного” и „кинетического” режимов роста [3]. Для описания взаимодействия газовой фазы с подложкой в таких переходных режимах в [1] были предложены адиабатические граничные условия, связывающие в каждой точке поток i -той компоненты в подложку со скоростью роста как функцией локальных концентраций компонент и температуры T:

$$-D_i \frac{\partial c_i}{\partial x} \Big|_{\text{подл}} = \zeta_i \omega(c_1, \dots, c_k, T) / \Omega. \quad (5)$$

Здесь ζ_i — стехиометрический коэффициент при i -той компоненте в химической реакции (1) ($\zeta_{GaCl} = 1$, $\zeta_{As_4} = 1/4$, $\zeta_{HCl} = -1$), Ω — молекулярный объем арсенида галлия.

Зависимость $\omega(c_k, T)$ найдена в [1] из расчета кинетики гетерогенных ростовых химических реакций. В частности, в пределе низких температур $T \lesssim 730$ °C, когда степень заполнения поверхности адсорбированным $GaCl$ близка к 1, имеем

$$\omega = k \frac{c_{HCl}}{c_{GaCl}} \gamma, \quad (6)$$

где $k(T)$ — эффективная константа скорости реакции (1), γ — пересыщение, характеризующее отклонение реакции (1) от равновесия

$$\gamma = \frac{c_{GaCl} c_{As_4}^{1/4}}{c_{HCl} K},$$

$K(T)$ - константа равновесия (1),

$$\ln k = A - \Delta H/T$$

по данным [4] $\Delta H = 25.3$ Ккал/моль. Для k в [1] показано, что кинетика (1) является экспоненциальной и $k(T)$ хорошо описывается формулой Аррениуса

$$\ln k = B - E_A/T$$

с энергией активации $E_A \sim 75$ Ккал/моль.

Решение системы (2) с граничными условиями (3-5) приводит к зависимостям $\omega(y)$, с хорошей точностью совпадающим с получаемыми экспериментально. Это позволяет использовать предложенный подход для нахождения режимов роста, обеспечивающих минимальную неоднородность толщины эпитаксиального слоя.

Очевидным способом повышения однородности слоя является увеличение скорости потока \bar{U} . При этом уменьшается обеднение газовой фазы и режим приближается к кинетическому. Применимость этого метода достаточно ограничена, так как при скоростях потока до 50 см/с неоднородность толщины подложки остается достаточно большой - $\delta \approx 2$ на подложках длиной около 4 см. Эти результаты согласуются с качественной оценкой, выполненной в работе [5].

Более эффективным способом уменьшения неоднородности толщины слоя является создание неоднородного распределения температуры $T(y)$ вдоль подложки. Найдем характер изменения скорости роста при включении небольшого градиента температуры $T = T_0(1 - \beta y/L)$, $0 < \beta \ll 1$. Для качественного рассмотрения можно пренебречь изменениями концентраций компонент над подложкой при включении градиента, положив

$$\Delta \omega = \frac{\omega(y) - \omega_0(y)}{\omega_0(y)} = \varepsilon(y) \beta y/L, \quad (7)$$

где

$$\varepsilon(y) = \frac{T_0}{\omega_0} \left(\frac{\partial \omega(c_{K_2}, T)}{\partial T} \right)_{\substack{c_K = c_{K_0} \\ T = T_0}} = \frac{1}{T_0} \left(E_A - \Delta H \frac{\gamma+1}{\gamma} \right) \gamma = \gamma_0, \quad (8)$$

а концентрации компонент над подложкой $c_{K_0}(x=0, y)$ и соответствующие им $\gamma_0(y)$, $\omega_0(y)$ рассчитаны для случая $\beta = 0$. В общем случае в начале подложки пересыщение γ велико, $\varepsilon > 0$ и $\Delta \omega < 0$. По мере продвижения вдоль подложки пересыщение падает, $\gamma \rightarrow 0$, $\varepsilon < 0$ и $\Delta \omega > 0$. Таким образом, уменьшение температуры приводит к выравниванию скорости роста вдоль подложки, а наличие отрицательного градиента температуры приводит к компенсации обеднения газовой фазы. При этом степень компенсации растет по мере продвижения вдоль подложки.

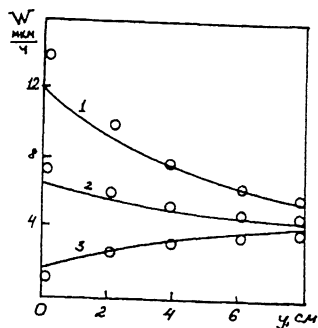
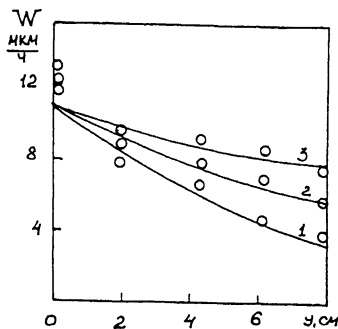


Рис. 2. Экспериментальные (кружки) и теоретические (сплошные линии) зависимости $\omega(y)$ для различных значений градиента температуры. Цифрами обозначены режимы согласно таблице.

Рис. 3. Экспериментальные (кружки) и теоретические (сплошные линии) зависимости $\omega(y)$ для различных входных концентраций $HC\bar{C}$. Цифрами обозначены режимы согласно таблице.

Если значение β не очень мало, то изменение скорости роста может быть значительным. Это, в свою очередь, приводит к существенному перераспределению концентраций компонент вдоль подложки. Решение уравнений (2, 3-6) показало, что при этом профиль скорости роста является еще более однородным, чем следовало бы из оценки (7). Результаты численных расчетов и данные соответствующих экспериментов показаны на рис. 2.

Аналогичные рассуждения можно использовать в случае, когда γ достаточно мало на всей подложке и, в приближении (7), $\mathcal{E} < 0$ во всех точках подложки. Тогда при включении градиента скорость роста во всех точках подложки увеличивается: $\Delta\omega > 0$. Так как $\Delta\omega \sim y$, то в начале подложки (где скорость роста изначально велика) при включении градиента скорость роста практически не изменяется: $\omega \approx \omega_0$. Для достаточно больших y (где скорость роста при $T = const$ быстро падает) $\Delta\omega$ велико и увеличивается при продвижении вдоль подложки. Таким образом, отрицательный по y градиент температуры повышает однородность толщины слоя и в случае малых пересыщений над подложкой (в частности, в предельном случае диффузионного режима роста). Справедливость этого утверждения подтверждается численным решением (2-6).

Из (8) видно, что чем меньше γ , тем чувствительнее $\omega(y)$ к изменениям температуры. Уменьшая γ путем повышения концентрации $HC\bar{C}$ во входном потоке, при фиксированном градиенте температуры можно уменьшить δ и даже инвертировать $\omega(y)$, получив значения $\delta < 0$ (рис. 3).

Предложенный подход является адекватным при описании широкого диапазона режимов роста. В частности, хорошее совпадение с экспериментом получено для предельных случаев диффузионного и кинетического режимов роста. Найдены и реализованы экспериментально режимы, дающие эпитаксиальные слои с неоднородностью толщины, не превышающей 1% на 4 см длины подложки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Достов В.Л., Жилыев Ю.В., Ипатова И.П., Куликов А.Ю., Макаров Ю.Н., Маркрян Г.Р. // Высокочистые вещества. 1989. № 7. С. 74-80.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
- [3] Шоу Д.У. В кн.: Рост кристаллов, т. 1. М.: Мир, 1977. С. 54-60.
- [4] Kirwan D.J. // J. Electrochem. Soc. 1965. V. 112. P. 988-997.
- [5] Достов В.Л., Жилыев Ю.В., Ипатова И.П., Куликов А.Ю. // ЖТФ. 1990. № 3 (в печати).

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
6 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
с 25 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 24

26 декабря 1990 г.

03; 05.1

© 1990

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМ ТИПА ПОРИСТАЯ СРЕДА-ЖИДКОСТЬ

В.Ш. Х а л и л о в

В известной математической модели динамики насыщенной жидкостью пористой среды деформационные свойства описаны с помощью так называемых эффективных напряжений G_{ij}^f . Напомним, что их ввел Терцаги в виде [1]

$$G_{ij}^f = G_{ij} - P \delta_{ij}, \quad (1)$$

где G_{ij}^f - внешние напряжения, приложенные к твердой фазе, P - давление в поровой жидкости, δ_{ij} - символ Кронекера, как