

ценных советов, а также О. П. Шаталову за постоянное внимание к работе.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95-01-00415), а также грантом INTAS-RFBR № 95-0510.

Литература

1. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана. М., 1978.
2. Mott-Smith H.M. // Phys. Rev. 1951. **82**. P. 885.
3. Ступоченко Е.В., Лосев С.А., Осипов А.И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., 1965.
4. Генич А.П., Куликов С.В., Манелис Г.Б. и др. // Изв. АН СССР, сер. Механика жидкости и газа. 1990. № 3. С. 134.
5. Башлыков А.М., Великодный В.Ю. // Письма в ЖТФ. 1989. **15**, № 5. С. 24.

6. Лосев С.А., Забелинский И.Е., Романенко Ю.В., Шаталов О.П. Отчет Ин-та механики МГУ. 1989, № 3836.
7. Лосев С.А., Забелинский И.Е., Романенко Ю.В., Шаталов О.П. Отчет Ин-та механики МГУ. 1991, № 4158.
8. Забелинский И.Е., Романенко Ю.В., Шаталов О.П. // Хим. физика. 1993. **12**. С. 334.
9. Romanenko Y.V., Shatalov O.P., Zabelinsky I.E. // Proc. 19th Intern. Symp. on Shock Waves. Marseille, July 26-30 1993. V. 2. P. 289.
10. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М., 1972.
11. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М., 1991.
12. Собоelman И.И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1977.

Поступила в редакцию
15.10.97

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.23

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЛЕНОК Al, Ti, Pd, Ta, ПОЛУЧЕННЫХ В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В. В. Бибикина, Е. В. Лихущина, С. В. Свешников, Г. В. Смирницкая

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Изучена структура тонких пленок Al, Ti, Pd и Ta, напыленных на стеклянные подложки в разряде с осциллирующими электронами (РОЭ) в двух режимах разряда (разные давления и токи разряда). Получены значения скоростей напыления и потока частиц. Содержание в пленках Kг оказалось порядка десятых долей процента. Структурные исследования показали, что пленки имеют хорошо выраженную текстуру; искажение дифракционной картины по отдельным направлениям говорит о наличии дефектов упаковки. Показано, что для легких металлов (Al, Ti) структура пленок зависит от режима разряда. Для тяжелых металлов (Pd, Ta) такой зависимости нет. Все пленки, полученные в режиме II, менее дефектны, чем в режиме I.

В работе изучалась структура тонких металлических пленок Al, Ti, Pd и Ta, напыленных на стеклянные подложки в разряде с осциллирующими электронами (РОЭ). Описание установки и методика получения пленок даны в работе [1]. Пленки имели различные типы атомного упорядочения. Толщина пленок варьировалась от 0,15 до 1,3 мкм.

Напыление пленок проводилось при анодном напряжении $V_a = 2$ кВ, напряженности магнитного поля $H = 320$ Э в двух режимах [2,3], соответствующих разным давлениям инертного газа ($P_{KгI} < P_{KгII}$), распределением потенциала в ячейке, величинам разрядного тока ($I_I < I_{II}$), потокам атомов распыляемых металлов ($N_{метI} < N_{метII}$) и их энергиям, а также потокам и энергиям энергичных нейтралов, отраженных от катода и поступающих на подложку:

I режим: $P_{Kг} = (5 \div 6) \cdot 10^{-6}$ Торр, ток разряда $J = 0,3 - 0,4$ мА, энергия нейтралов E порядка сотен электрон-вольт;

II режим: $P_{Kг} = (2 \div 4) \cdot 10^{-5}$ Торр, $J = (2,5 - 3,5)$ мА, E порядка десятков электрон-вольт.

В табл. 1 представлены полученные значения скоростей напыления S , скорости напыления на единицу тока S' и числа частиц N , поступающих на единицу площади подложки в единицу времени для пленок Al, Ti, Ta, Pd, напыленных в РОЭ. Относительная ошибка измерений около 2%.

Т а б л и ц а 1

Характеристики напыления	I режим				II режим			
	$2J = 0,8$ мА				$2J = 4,1$ мА			
	Al	Ti	Ta	Pd	Al	Ti	Ta	Pd
$S \left(\frac{\text{Å}}{\text{мин}} \right)$	7,6	11,3	7,1	18	18,5	24	18	42,3
$S' \left(\frac{\text{Å}}{\text{мин} \cdot \text{А}} \cdot 10^3 \right)$	19,9	29,5	16,4	40,8	9	11,6	9	21
$N \left(\frac{\text{МОЛ}}{\text{СМ}^2 \cdot \text{МИН}} \cdot 10^{15} \right)$	11	15,4	5,4	16,5	27	32,5	13,8	39

Содержание Kr в пленках измерялось омега-тронном ИПДО-1 по количеству газа, выделенного при импульсном прогреве пленки известной толщины. Инертный газ попадает на анод и в пленки в виде энергичных нейтралов, образующихся при перезарядке ионов инертного газа вблизи катода и при отражении от него [4]. Чем больше отношение атомных масс $M_{at.met}/M_{at.gas}$ и чем больше угол падения ионов инертного газа на катод, тем большая доля ионов отражается от катода, как быстрые нейтральные атомы, и тем больше их энергия. Содержание газа в пленках определяется соотношением потоков атомов металла и атомов газа, поступающих на пленку, и увеличивается с ростом атомного номера Z материала мишени (из-за роста кинетической энергии отраженных от мишени атомов Kr и вероятности их внедрения в пленку). В табл. 2 приведены значения концентраций Kr, входящего в состав металлических пленок.

Таблица 2

Режим	Содержание Kr, %			
	Al	Ti	Ta	Pd
I	0,2	0,14	1,34	0,52
II	0,07	0,05	0,42	0,15

В режиме I распрыснутые атомы металла и энергичные нейтралы достигают подложки, не испытывая соударений с атомами газа в объеме и сохраняя свою энергию. Поток энергичных нейтралов, поступающих на подложку, растет с увеличением атомного веса металла катода. В режиме II увеличение давления газа и уменьшение длины свободного пробега сопровождается рассеянием и атомов металла, и энергичных нейтралов при движении их к подложке. Рассеяние атомов металла будет тем больше, чем меньше отношение масс M_{met}/M_{gas} , что согласуется с результатами, представленными в табл. 1. Рассеяние энергичных нейтралов в режиме II сопровождается уменьшением концентрации газа в пленке.

Изменение потоков частиц и их энергий с изменением режима отражается на условиях зарождения, роста и на структуре пленок. Структура пленок зависит также от рода напыляемого металла.

Структурные исследования проводились на рентгеновском дифрактометре на $Fe-K_{\alpha}$ излучении. Опыты показывают, что пленки обладают структурой, свойственной макрообразцам. Для ряда структур характерно искажение дифракционной картины по отдельным направлениям, что говорит о наличии деформационных дефектов упаковки. На это указывает как смещение дифракционных линий относительно их положений в массивных поликристаллах, так и их размытие.

В табл. 3 приведены значения параметров для исследуемых пленок и значения полуширины ($\beta(2\theta)$) дифракционных линий. Как видно из табл. 3, пленки имеют разные типы упаковок, однако для всех пленок по направлению наиболее плотных упаковок

Таблица 3

Пленка и тип упаковки	Параметры решетки (Å)		Полуширина линий (градусы) β°
	Табличные	Экспериментальные	
Al (ГЦК)	4,05	(111) 4,05 (I)	0,75 (I)
		4,05 (II)	0,30 (II)
		(200) 4,07 (I)	1,50 (I)
		4,03 (II)	1,08 (II)
Ti (ГПУ)	2,95(a) 4,69(c)	(100) 2,95 (I)	2,00 (I)
		2,95 (II)	0,91 (II)
		(001) 4,70 (I)	0,83 (I)
		4,70 (II)	0,66 (II)
Pd (ГЦК)	3,89	(111) 3,89 (I)	0,75 (I)
		3,89 (II)	0,75 (II)
		(200) 3,89 (I)	1,08 (I)
		3,88 (II)	1,17 (II)
Ta (ОЦК)	3,30	(110) 3,33 (I)	1,37 (I)
		3,30 (II)	1,74 (II)
		(200) 3,26 (I)	1,17 (I)
		3,24 (II)	1,39 (II)

Ошибка в определении параметров решетки $\pm 0,01$ Å.
В скобках римскими цифрами указан режим разряда.

([111] для ГЦК, [110] для ОЦК, [001] для ГПУ) искажение решетки наименьшее, т. е. параметры наиболее близки к табличным, а уширение линий мало. Для пленок относительно легких металлов (Al ГЦК) искажение решетки происходит по направлению [100] (линия (200)), причем для пленок, напыленных в режиме I, наблюдаются сдвиг дифракционной линии, свидетельствующий об увеличении параметра решетки, а также заметное уширение линии. Это говорит о наличии в решетке деформационных дефектов упаковки [5]. Для пленок Ti с ГПУ-решеткой такие искажения не приводят к заметному смещению линий на дифрактограммах, а проявляются лишь в уширении линий.

Для пленок Al, полученных в режиме II, искажения решетки обусловлены, по-видимому, в основном дефектами типа вакансий, поскольку сдвиг линий ведет к «уменьшению» параметра решетки. Для пленок Ti, полученных в этом режиме, характерна структура с меньшим содержанием дефектов.

Пленки Pd имеют структуру, наиболее близкую к структуре массивного кристалла и не зависящую от режима напыления. Для этого же металла характерна и наиболее высокая скорость напыления (см. табл. 1), что, по-видимому, обуславливает наиболее совершенную структуру получаемых пленок.

Для пленок более тяжелого металла Ta (ОЦК) характерны искажения типа дефекта упаковки. Такие искажения могут быть вызваны условиями роста, вакансиями, порами, а также неполным сдвигом решетки вдоль плоскости скольжения. Значительного влияния режима разряда на особенности структуры здесь также не наблюдается.

Оценка размеров области когерентного рассеяния (ОКР) проводилась по стандартной методике [5]. Для более легких металлов (Al и Ti) оценки показывают, что для пленок, напыленных в режиме II, ОКР имеют

величину около 400 Å (Al) и 100 Å (Ti), а для пленок, полученных в режиме I, они уменьшаются примерно в 2 раза. Оценка величин ОКР для пленок Ti была затруднена, так как необходимо было учитывать размытие линий дифракции из-за дефектов упаковки. Для более тяжелых металлов (Pd и Ta) величина ОКР была порядка 100 Å и не наблюдалось влияния режима напыления.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что для легких металлов (Al, Ti) структура пленок, полученных в РОЭ, зависит от режима разряда. Для тяжелых металлов (Pd, Ta) такой зависимости не наблюдается. Все пленки, полученные в режиме II, менее дефектны, чем пленки, полученные в режиме I.

Литература

1. Кононова Н. Н., Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. // ЖЭТФ. 1980. **50**, № 3. С. 599.
2. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. // Итоги науки и техники. Сер. Электроника и ее применение. 1976. **8**. С. 43.
3. Смирницкая Г. В., Свейников С. В., Газднев Д. М. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1992. № 8. С. 86.
4. Jepsen R. L. // Proc. 4 Intern. Vac. Congr. Manchester, 1968. V. 1. P. 317.
5. Ивернова В.И., Ревкевич Г.П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., 1978. С. 274.

Поступила в редакцию
02.07.97

УДК 537.311.322

СИЛЬНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ InAs/GaAs С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

В. А. Кульбачинский, В. Г. Кытин, Р. А. Лунин, А. В. Голиков, А. В. Демин,
И. Г. Малкина, Б. Н. Звонков, Ю. Н. Сафьянов

(кафедра физики низких температур и сверхпроводимости)

Исследованы транспортные и оптические свойства InAs/GaAs многослойных структур *p*- и *n*-типа с квантовыми точками в зависимости от количества осажденного InAs. Обнаружено, что квантовые точки InAs в GaAs формируют двумерные электронные или дырочные слои, приводящие к осцилляциям Шубникова–де Гааза. Измеренные температурные зависимости сопротивления в направлениях [110] и $\bar{1}\bar{1}0$ в диапазоне температур 1,6 К ÷ 300 К показали анизотропию сопротивления. Экспериментальные факты свидетельствуют о локализации носителей тока в квантовых точках при понижении температуры. По спектрам фотолюминесценции выявлена поляризация света, испущенного в плоскости структуры.

Введение

Квантовые точки InAs, в которых движение электронов и дырок квантовано по всем трем направлениям, формируются упругими напряжениями на поверхности GaAs в процессе гетероэпитаксиального роста образца [1–3]. Оптические свойства таких структур с квантовыми точками интенсивно исследуются в настоящее время, что связано с их применением в приборах [4]. Менее изучены транспортные свойства этих структур. В настоящей работе представлены результаты исследования низкотемпературных транспортных свойств и фотолюминесценции многослойных структур InAs/GaAs с квантовыми точками.

1. Методика измерений и образцы

Структуры были выращены методом жидкофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (001), разориентированной на угол 3° по отношению к направлению [110]. Образцы содержали несколько (10 ÷ 20) периодов GaAs толщиной 0,1 мкм, дель-

та-слоя углерода (для образцов *p*-типа), спейсера толщиной 5–6 нм и слоя квантовых точек InAs. Образцы *n*-типа специально не легировались. На рис. 1 приведен общий вид структуры с квантовыми точками, предположительно расположенными цепочками вдоль направления $\bar{1}\bar{1}0$ (это обсуждается далее). Сверху структуры покрывались слоем GaAs толщиной 0,1 мкм. Некоторые параметры образцов приведены в таблице. Образование квантовых точек начинается, когда количество InAs на поверхности роста превышает 0,8*l*, где *l* — толщина монослоя [5]. Спектры фотолюминесценции образца, возбужденного He-Ne лазером, измерялись при температурах *T* = 300 К и 77 К. Измерения проводились на квадратных образцах со сторонами, ориентированными вдоль [110] и $\bar{1}\bar{1}0$ направлений. Температурные зависимости сопротивления были измерены в диапазоне температур 1,6 К ÷ 300 К, эффект Шубникова–де Гааза, магнетосопротивление *R*(*B*) и эффект Холла измерялись в магнитных полях *B* ≤ 10 Тл, создаваемых сверхпроводящим соленоидом.