

В заключение авторы выражают благодарность Г.Г. Лексиной за помощь, оказанную при проведении экспериментов по электронной микроскопии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Крайдер М.Х. // В мире науки, 1987. № 12. С. 46-52
- [2] Петухов В.Ю., Хайбуллин И.Б. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1392-1397.
- [3] Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф., Кумаров М.А., Темкин М.М. Таблицы параметров пространственного распределения ионноимплантированных примесей. Минск: БГУ, 1980. с. 352.
- [4] Елсукон Е.П., Баринон В.А., Коньгин Г.Н. // ФММ. 1986. Т. 62. № 4. С. 719-723.

Казанский
физико-технический
институт КФ АН СССР

Поступило в Редакцию
29 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 6

26 марта 1990 г.

Об.2; 12

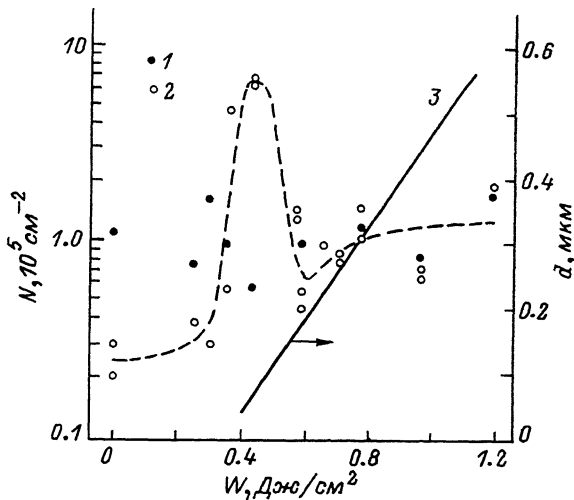
© 1990

ИМПУЛЬСНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ПЕРЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ГОМОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Г.Д. Ивлев, Ф.М. Кацапов,
В.Л. Малевич, Е.А. Тявловская

Исследования по проблеме импульсной лазерной модификации полупроводников ведутся более 20 лет. Однако до сих пор не вполне выяснены механизмы дефектообразования при жидкофазной перекристаллизации поверхностных полупроводниковых слоев лазерными импульсами наносекундной длительности, требуется дальнейшее исследование возникающих при импульсном воздействии метастабильных состояний [1]. В ряде работ (см., например, [2]) изучались особенности образования дислокаций в кремнии при наносекундном лазерном нагреве. В данной работе исследовано влияние моноимпульсного лазерного облучения на плотность дислокаций в подложках монокристаллического *GaAs* и гомоэпитаксиальных слоях полупроводника.

В качестве объектов исследования были взяты стандартные подложки арсенида галлия типа АГЧТ, ориентированные в плоскости $(100) \pm 3^\circ$. Эпитаксиальные структуры содержали буферный слой собственной проводимости толщиной 2-3 мкм и выращивались



Плотность дислокаций в подложках *GaAs* (1), тонких эпитаксиальных слоях (2) и расчетная глубина проплавления арсенида галлия (3) в зависимости от плотности энергии моноимпульсного лазерного облучения.

как хлоридным, так и хлорид-гидридным методами. Толщина активной области, т.е. тонкого эпитаксиального слоя, составляла 0.2–0.3 мкм или несколько микрон. В обоих случаях эпитаксиальный слой был легирован теллуридом до концентрации $\sim 10^{17}$ см⁻³. Образцы облучались импульсами рубинового лазера ($\lambda = 0.69$ мкм, длительность по полувысоте 70 нс). Проекционным методом формировалось пятно облучения диаметром 6 мм с неравномерностью распределения энергии не более 5–10%. Методом оптического зондирования на отражение ($\lambda = 1.06$ мкм) контролировалось плавление *GaAs* при лазерном воздействии. Плотность энергии лазерного облучения W варьировалась ослабляющими калиброванными фильтрами в интервале 0.1–1.2 Дж/см². Места выхода дислокаций выявлялись путем химического травления поверхности арсенида галлия в специальном селективном травителе. Плотность дислокаций определялась по стандартной методике с использованием микроскопа ММУ-3.

При изменении плотности энергии облучения от 0.2 Дж/см² до примерно трехкратного превышения над порогом плавления (0.3–0.4 Дж/см²) *GaAs* концентрация дислокаций N в подложках и толстых эпитаксиальных слоях изменялась незначительно (см. рисунок), примерно в 1.5–2 раза по сравнению с начальной $\sim 10^5$ см⁻². В то же время зависимость $N(W)$ для тонких эпитаксиальных слоев весьма необычна. При незначительном превышении W над порогом плавления величина N , вначале в пять раз

меньшая, чем у подложек, возрастает в десятки раз и при $W \approx \approx 0.45$ Дж/см² достигает максимума $\sim 10^6$ см⁻². При дальнейшем увеличении плотности энергии облучения плотность дислокаций уменьшается, причем существуют режимы облучения ($W \approx \approx 0.6-0.7$ Дж/см²), при которых перекристаллизованный слой характеризуется минимальной плотностью дислокаций, которая, однако, превышает исходную.

С целью выяснения причины немонотонного характера зависимости $N(W)$ для тонких эпитаксиальных слоев нами было проведено численное моделирование плавления и кристаллизации арсенида галлия, нагреваемого моноимпульсным лазерным излучением. Задача решалась по алгоритму, предложенному ранее [3]. Учитывались температурные зависимости теплофизических и оптических параметров *GaAs*, причем последние брались одинаковыми для подложки и легированного эпитаксиального слоя. Отметим, что расчетная плотность энергии облучения, при которой достигается плавление поверхности арсенида галлия, совпадает с порогом плавления полупроводника, определенным экспериментально.

Из расчетов следует (см. рисунок), что минимуму зависимости $N(W)$ соответствует плотность энергии облучения, при которой глубина проплавления приближается к толщине тонкого эпитаксиального слоя. Когда фронт фазового перехода проникает в буферный слой, дислокационная структура перекристаллизованной области определяется подложкой, то есть имеющиеся в последней дислокации в процессе кристаллизации расплава выходят на поверхность. Поэтому в области больших энергий облучения $W \gtrsim \gtrsim 0.8$ Дж/см² плотности дислокаций в тонком эпитаксиальном слое и собственно подложке получаются примерно одинаковыми.

Наличие экстремумов зависимости $N(W)$ в интервале плотностей энергии облучения $\sim 0.3-0.7$ Дж/см² свидетельствует о более сложных процессах формирования дислокационной структуры полупроводника, если фронт плавления не достигает границы раздела между тонким эпитаксиальным слоем и подложкой. Оценки показывают, что возникающие при импульсном нагреве термоупругие напряжения существенно превышают предел текучести арсенида галлия [4]. Однако, по-видимому, в данном случае они не могут быть причиной резкого размножения дислокаций, поскольку иначе аналогичный эффект имел бы место и в подложках. По этой же причине данный эффект нельзя связать с движением фронта кристаллизации.

Наличие пика на кривой $N(W)$ можно объяснить тем, что на границе раздела происходит термоактивируемое зарождение дислокаций (петель), которые успевают выйти на поверхность пока сохраняется высокотемпературное состояние эпитаксиального слоя, а оно сохраняется $\sim 10^{-6}$ с. Оценки показывают, что необходимая для этого скорость движения дислокаций 0.1-1 м/с вполне достижима при температуре $\sim 10^3$ К. Весьма существенным при этом является то, что глубина прогрева в нашем случае значительно превышает толщину эпитаксиального слоя 0.2 мкм. С другой сто-

роны, в структурах с толстыми эпитаксиальными слоями (их толщина ~ 10 мкм, т.е. гораздо больше глубины нагрева) граница раздела и большая часть активного слоя практически не нагреваются, что препятствует генерации и прорастанию дислокаций. В случае тонкого эпитаксиального слоя при достижении фронтом плавления границы раздела последняя перестает быть источником зарождения дислокационных петель, с чем связано наличие ниспадающего участка зависимости $N(W)$ в окрестности значения $W^* \approx 0,5$ Дж/см².

Результаты проведенного исследования позволяют заключить, что дислокационная структура эпитаксиальных полупроводниковых слоев может значительно меняться при импульсной лазерной перекристаллизации. Наличие границы раздела между тонким гомоэпитаксиальным слоем и подложкой, структурное состояние которых неодинаково, обуславливает существенную немонотонность зависимости плотности дислокаций в слое от энергии наносекундного лазерного облучения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Карпов С.Ю., Ковальчук Ю.В., Погорельский Ю.В. В кн.: Итоги науки и техники, серия „Физические основы лазерной и пучковой технологии“, Т. 1. Поверхность полупроводников и металлов в сильном лазерном поле. М.: ВИНТИ, 1988. С. 5-48.
- [2] Александров Л.Н., Нидаев Е.В., Васильев А.Л. // Письма в ЖТФ, 1988. Т. 14. № 9. С. 838-842.
- [3] Филипович В.А., Малевич В.Л., Ивлев Г.Д., Жидков В.В. // ИФЖ, 1985. Т. 48, № 2, С. 306-312.
- [4] Мильвидский М.Г. Полупроводниковые материалы в современной электронике. М.: Наука, 1986. 144 с.

Институт электроники
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
19 декабря 1989 г.